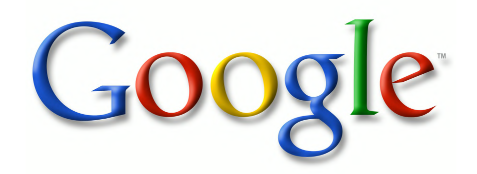



B 1,066,000


1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE



ZEITSCHRIFT

FÜR

INSTRUMENTENKUNDE.

Organ

für

Mittheilungen aus dem gesammten Gebiete der wissenschaftlichen Technik.

Herausgegeben

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

von

E. Abbe in Jena, **Fr. Arzberger** in Wien, **S. Czapski** in Jena, **W. Foerster** in Berlin, **R. Fuess** in Berlin, **E. Hammer** in Stuttgart, **H. Kronecker** in Bern, **H. Krüss** in Hamburg, **H. Landolt** in Berlin, **V. v. Lang** in Wien, **S. v. Merz** in München, **G. Neumayer** in Hamburg, **A. Raps** in Berlin, **J. A. Repsold** in Hamburg, **A. Rueprecht** in Wien, **A. Westphal** in Berlin.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

Zwanzigster Jahrgang 1900.

Mit Beiblatt: Deutsche Mechaniker-Zeitung.



Berlin.

Verlag von Julius Springer.

1900.

Inhaltsverzeichniss.

Referate.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **Januar 1900.** Erstes Heft.

Ueber einige Methoden und Apparate zur Bestimmung der optischen Konstanten des Fernrohrs[1]).

Von

H. Kellner in Jena.

Für die Bestimmung der optischen Konstanten des Mikroskops und des photographischen Objektivs, besonders für die Ermittelung von Brennweiten existirt eine Reihe von theilweise sehr ausgebildeten und genauen Methoden, welche im „Handbuch der allgemeinen Mikroskopie" von L. Dippel, Braunschweig 1882, und in der „Theorie der optischen Instrumente nach Abbe" von S. Czapski, Separatabdruck aus dem „Handbuch der Physik" von A. Winkelmann, Breslau 1893, eingehend beschrieben sind. Vgl. u. A. auch „Die Elemente der photographischen Optik" von H. Schroeder, Berlin 1891.

Die für die Bestimmung der optischen Konstanten des Fernrohrs in seiner Gesammtwirkung, also Vergrösserung, wahres und scheinbares Gesichtsfeld, bekannten, meist älteren Methoden, welche sich auch bei Czapski, *a. a. O. S. 283*, angegeben finden, sind jedoch mit Ausnahme des Dynameters theils zu umständlich, theils zu ungenau und haben für den praktischen Optiker wenig Werth. Vgl. auch „Handbuch der astronomischen Instrumentenkunde" von L. Ambronn, Berlin 1899, Bd. I, *S. 414*; ferner den Aufsatz von A. v. Waltenhofen in *Carl's Repertorium 8. S. 184. 1872.* Der dort benutzten Einrichtung zur Ermittelung des wahren Gesichtsfeldes liegt dieselbe Idee zu Grunde, wie dem unter Abschnitt II dieser Arbeit beschriebenen Instrumente.

Neuere bessere Methoden sind meines Wissens nicht bekannt. Ich habe deshalb auf Anregung des Hrn. S. Czapski in der vorliegenden Arbeit einige Instrumente beschrieben, welche in der optischen Werkstätte von Carl Zeiss in Jena zur Messung des wahren und scheinbaren Gesichtsfeldes, sowie der Lage und Grösse der Austrittspupille besonders auch von kleineren Fernrohren bezw. Feldstechern im Gebrauch sind.

Im Abschnitt I der vorliegenden Arbeit sind die Beziehungen der Konstanten des Fernrohrs zu denen des beobachtenden Auges entwickelt und die Veränderungen, welche Vergrösserung und Gesichtsfeld bei nicht normalsichtigem Beobachter erleiden, abgeleitet.

Von den in der Arbeit behandelten Instrumenten stammt das unter Abschn. III A beschriebene in Idee und Ausführung von Hrn. E. Abbe her. Das Prinzip des Mikroskopdynameters sowie des unter Abschn. IV beschriebenen Gesichtsfeldmessapparates hat Hr. S. Czapski angegeben. Die praktische Ausführung des letztgenannten

[1]) Dissertation, Jena 1899.

Instruments, sowie des unter Abschn. III B beschriebenen, auf dem Prinzip der *camera lucida* beruhenden Apparates und der unter Abschn. I beschriebene Kollimator rühren vom Verfasser her.

Bezeichnungen.

Es ist in den folgenden Figuren und Gleichungen

$\mathfrak{F}$	das zu untersuchende Fernrohr,
O	sein Objektiv,
F	dessen Brennweite,
o	das Okular,
f	dessen Brennweite,
b	der Durchmesser der in der gemeinsamen Brennebene von O und o befindlichen Blende,
E.-P.	die Eintrittspupille,
e	ihr linearer Durchmesser,
A.-P.	die Austrittspupille,
a	ihr linearer Durchmesser,
A	das wahre Sehfeld mit den Indizes —, 0, + bei kurz-, normal- und weitsichtigem Beobachter,
α	das scheinbare Sehfeld mit den Indizes —, 0, + bei kurz-, normal- und weitsichtigem Beobachter,
ϑ	die Okularverschiebung bei nicht normalsichtigem Beobachter,
M	die Entfernung eines nicht unendlich entfernten Objektes vom vorderen Brennpunkt des Objektivs.

Für ein eventuell benutztes Hülfsfernrohr gelten dieselben Bezeichnungen mit (′) versehen.

I. Zusammenhang zwischen wahrem und scheinbarem Gesichtsfeld mit den Konstanten des Fernrohrs und beobachtenden Auges.

Gesichtsfeld. a) Kepler'sches Fernrohr. Die in der gemeinschaftlichen Brennebene von Okular und Objektiv befindliche Blende b begrenzt sowohl das wahre wie auch das scheinbare Gesichtsfeld. Der Winkel, unter welchem der Blendendurchmesser von der Mitte der *A.-P.* aus (durch das Okular gesehen) erscheint, ist das scheinbare Gesichtsfeld, und der Winkel, unter welchem der Blendendurchmesser von der Mitte der *E.-P.* aus erscheint, ist das wahre Gesichtsfeld.

Bei teleskopischem Strahlengange sind also wahres und scheinbares Gesichtsfeld gegeben durch

$$\operatorname{tg}\frac{A_0}{2} = \frac{b}{2F} \quad \text{und} \quad \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} = \frac{b}{2f} \quad \ldots\ldots \quad 1) \text{ u. } 2)$$

Das wahre Gesichtsfeld variirt mit der Entfernung des Objektes, falls die Blende, wie vielfach bei Fernrohren an Messinstrumenten, in der Achse verschiebbar ist und beim Beobachten in die Bildebene des Objektivs gebracht wird. Es ist dann bei einer Objektentfernung M vom vorderen Objektivbrennpunkt

$$\operatorname{tg}\frac{A}{2} = \frac{b}{2\left(F + \frac{F^2}{M}\right)}.$$

Befindet sich die Blende fest in der Brennebene des Objektivs, so begrenzt sie das Gesichtsfeld, wenn der Gegenstand sich nicht in unendlicher Entfernung befindet, unscharf. Das wahre Gesichtsfeld ist für den gerade mit halber Apertur abgebildeten Theil des Bildes gegeben durch $\operatorname{tg}\frac{A_0}{2} = \frac{b}{2F}$.

Für den mit mehr als halber Apertur abgebildeten Theil ist das Sehfeld kleiner, für den mit weniger als halber Apertur abgebildeten Theil ist das Sehfeld grösser als im mittleren Falle.

Das scheinbare Gesichtsfeld ist, je nachdem der Beobachter kurz- oder weitsichtig ist, verschieden von dem oben für einen normalsichtigen Beobachter angegebenen Werth.

Ein kurzsichtiger Beobachter muss, um die Blende, bezw. das in ihrer Ebene befindliche Bild scharf sehen zu können, das Okular der Blendenebene nähern.

Das Blendenbild entsteht nun nicht mehr in unendlicher Entfernung, wie beim Normalsichtigen, sondern in der Entfernung E des Fernpunktes[1]) des Beobachters von der mit der *A.-P.* zusammenfallend angenommenen Pupille des Beobachters. Es sei die vorgenommene Okularverschiebung $= \vartheta$, so ist

$$E = f^2 \left(\frac{1}{\vartheta} + \frac{1}{F - \vartheta}\right) = \frac{f^2 F}{(F - \vartheta)\,\vartheta}\,.$$

Die lineare Grösse des Blendenbildes ist

$$B = \frac{b f}{\vartheta}\,,$$

und das scheinbare Sehfeld folgt aus

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_-}{2} = \frac{B}{2E} = \frac{b\,(F - \vartheta)}{2 f F} = \frac{b}{2f} - \frac{b}{2f}\cdot\frac{\vartheta}{F} = \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} - \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2}\,\frac{\vartheta}{F}\,.$$

Also ist

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_-}{2} : \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} = \left(1 - \frac{\vartheta}{F}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2a)$$

Für einen Weitsichtigen, der, um ein scharfes Blendenbild zu erhalten, das Okular um die Strecke ϑ herausziehen muss, erhält man durch analoge Betrachtung

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_+}{2} = \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} + \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2}\,\frac{\vartheta}{F}\,,$$

oder

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_+}{2} : \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} = \left(1 + \frac{\vartheta}{F}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 2b)$$

Die Grösse ϑ in beiden Formeln ist angenähert $= f^2/D$, wo D den Abstand des Divergenz- bezw. Konvergenzpunktes vom vorderen Knotenpunkte dės Auges bezeichnet, oder, wenn direkt der Grad der Kurz- oder Weitsichtigkeit gegeben ist als $\pm n$ Dioptrieen betragend, ist $\vartheta = \pm \frac{f^2 \,.\, n}{1000}$ in Millimeter. Das positive Zeichen bezieht sich auf den Weitsichtigen, das negative auf den Kurzsichtigen.

Es hat also bei demselben Fernrohr der Weitsichtige das grösste, der Kurzsichtige das kleinste scheinbare Sehfeld. Das wahre Gesichtsfeld wird durch die Okularverschiebung nicht beeinflusst.

b) Holländisches Fernrohr. Beim holländischen Fernrohr wirkt die Pupille des beobachtenden Auges als Aperturblende, ihr vom ganzen System (Objektiv und Okular) entworfenes virtuelles Bild ist die eigentliche *E.-P.* des Fernrohrs, die Augenpupille selbst die *A.-P.*

Das wahre Gesichtsfeld ist gleich dem Winkel, unter welchem die als Gesichtsfeldblende wirkende Objektivöffnung von der Mitte der virtuellen *E.-P.* aus erscheint, während das scheinbare durch den Winkel gegeben ist, unter welchem das vom

---

[1]) Es wird vorausgesetzt, dass der Beobachter das Okular in der richtigen Weise einstellt, d. h. so, dass der Beobachter beim Durchblicken durch das Fernrohr keine Akkommodationsanstrengungen macht.

ganzen System (Objektiv und Okular) entworfene Bild der Objektivöffnung von der *A.-P.*, d. h. von der Pupille des Beobachters aus erscheint.

Der Fall, dass die Objektivöffnung die Aperturblende und das virtuelle Bild der Augenpupille die Gesichtsfeldblende bildet, kommt praktisch beim holländischen Fernrohr nicht vor.

Es seien F die Objektivbrennweite, f die Okularbrennweite, e der Objektivdurchmesser eines holländischen Fernrohres, π der Pupillendurchmesser des Auges, c die Entfernung der Augenpupille vom hinteren Hauptpunkt der Okularlinse, so bestehen folgende Beziehungen.

Die Entfernung des vom ganzen System entworfenen Bildes der Augenpupille vom Objektiv ist

$$S = \frac{F^2}{f^2}(f+c) - F = \frac{F^2(f+c) - Ff^2}{f^2}.$$

Die Grösse der virtuellen *E.-P.* ist

$$\Pi = \pi \cdot \frac{F}{f}.$$

Ferner ist die Entfernung der als *A.-P.* fungirenden Augenpupille von dem durch das System entworfenen Bilde der Objektivöffnung

$$E = f - \frac{f^2}{F} + c = \frac{F(f+c) - f^2}{F}$$

und die Grösse des Bildes der Objektivöffnung, d. h. die Grösse der Blende für das scheinbare Sehfeld,

$$a = e \cdot \frac{f}{F}.$$

Das Sehfeld des holländischen Fernrohrs ist, da die Gesichtsfeldblende ausserhalb der Bildfeldebene liegt, unscharf begrenzt, das Bild zeigt nach dem Rande zu eine Helligkeitsabnahme. Man kann drei Zonen verschiedener Helligkeit unterscheiden: eine mittlere, in welcher die Bildpunkte mit voller Apertur abgebildet werden; ferner, diese mittlere Zone umgebend, eine ringförmige, auf deren äusserer Peripherie die Punkte liegen, welche noch mit halber Apertur abgebildet werden; endlich eine dritte Zone, an deren äusserem Umfang die Helligkeit = 0 ist.

Der Durchmesser des zentralen Theiles des Sehfeldes ist gegeben durch

$$\operatorname{tg}\frac{A_1}{2} = \frac{e-\Pi}{2S} = \frac{f}{F}\cdot\frac{ef - \pi F}{2[F(f+c) - f^2]} \qquad \text{(wahres Sehfeld)}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_1}{2} = \frac{a-\pi}{2E} = \frac{ef - \pi F}{2[F(f+c) - f^2]}. \qquad \text{(scheinbares Sehfeld)}$$

Der Durchmesser des gerade mit halber Apertur abgebildeten Kreises ist gegeben durch

$$\operatorname{tg}\frac{A_0}{2} = \frac{e}{2S} = \frac{f}{F}\cdot\frac{ef}{2[F(f+c) - f^2]} \qquad \text{(wahres Sehfeld)}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} = \frac{a}{2E} = \frac{ef}{2[F(f+c) - f^2]}. \qquad \text{(scheinbares Sehfeld)}$$

Endlich ist der äussere Durchmesser der letzten Zone bestimmt durch

$$\operatorname{tg}\frac{A_2}{2} = \frac{e+\Pi}{2S} = \frac{f}{F}\cdot\frac{ef + \pi F}{2[F(f+c) - f^2]} \qquad \text{(wahres Sehfeld)}$$

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2} = \frac{a+\pi}{2E} = \frac{ef + \pi F}{2[F(f+c) - f^2]}. \qquad \text{(scheinbares Sehfeld)}$$

In der jetzt folgenden Betrachtung sei unter Sehfeld der Theil des Bildes verstanden, welcher innerhalb des mit halber Apertur abgebildeten Kreises liegt.

Befindet sich das Objekt nicht in unendlicher Entfernung vom vorderen Brennpunkt des Objektivs, so ändert sich sowohl das wahre, wie auch das scheinbare Gesichtsfeld.

Ist M die Entfernung des Objektes vom vorderen Brennpunkt des Objektivs, so muss das Okular um die Strecke $\vartheta = F^2/M$ herausgezogen werden, um für einen Normalsichtigen ein scharfes Bild zu geben. Hierdurch ändern sich die Grössen S, E und a und $f^2/(f+c) = l$.

Aus

$$\operatorname{tg}\frac{A}{2} = \frac{e}{2S} \quad \text{folgt} \quad \log\operatorname{nat}\operatorname{tg}\frac{A}{2} = \log\operatorname{nat} e - \log\operatorname{nat} 2S$$

und

$$\frac{dA}{2}\cdot\operatorname{ctg}\frac{A}{2}\cdot\frac{1}{\cos^2\frac{A}{2}} = -\frac{dS}{S}, \quad \text{woraus} \quad \frac{dA}{\sin A} = -\frac{dS}{S},$$

endlich

$$dA = -\frac{dS}{S}\sin A \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 3\text{a)}$$

Ebenso folgt aus

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{a}{2E}$$

$$d\alpha = \left[\frac{da}{a} - \frac{dE}{E}\right]\sin\alpha \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 3\text{b)}$$

Bezeichnet man die Aenderung von $l = f^2/(f+c)$ mit $dl = \vartheta$, so folgt aus den oben gegebenen Formeln für $\operatorname{tg} A/2$ und $\operatorname{tg} \alpha/2$

$$dA = -\frac{F(f+c)^2}{f^2[F(f+c)-f^2]}\cdot\vartheta\sin A$$

$$= -\frac{F(f+c)^2}{f^2[F(f+c)-f^2]}\cdot\frac{F^2}{M}\sin A \quad \ldots\ldots \quad 4\text{a)}$$

Die Aenderung des scheinbaren Sehfeldes wird

$$d\alpha = -\frac{(f+c)}{F(f+c)-f^2}\,\vartheta\sin\alpha = -\frac{f+c}{F(f+c)-f^2}\cdot\frac{F^2}{M}\sin\alpha \;\ldots\; 4\text{b)}$$

Ebenso gross ergiebt sich die Aenderung der Gesichtsfelder für einen Weitsichtigen, der, um ein unendlich fernes Objekt scharf zu sehen, das Okular um die Strecke ϑ herausziehen muss. Ist der Beobachter kurzsichtig, so erhalten dA und $d\alpha$ das positive Vorzeichen. Die Grösse ϑ ist wieder $= \frac{f^2 . n}{1000}$ Millimeter, wenn $n =$ der Dioptrieenzahl des kurz- oder weitsichtigen Beobachters ist.

Vergrösserung. Unter Vergrösserung V eines Fernrohrs versteht man den Quotienten aus der Tangente des halben Winkels, unter welchem der Gegenstand von der *E.-P.* aus erscheint, in die Tangente des halben Winkels, unter welchem das Bild des Gegenstandes von der *A.-P.* aus erscheint.

Es ist mithin auch das Verhältniss der Tangente des halben scheinbaren Sehfeldes zur Tangente des halben wahren Sehfeldes gleich der Vergrösserung.

Bei teleskopischem Strahlengange folgt für das Kepler'sche Fernrohr

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} : \operatorname{tg}\frac{A_0}{2} = \frac{b}{2f}\cdot\frac{2F}{b} = \frac{F}{f} = V_0$$

und beim holländischen Fernrohr ebenso

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} : \operatorname{tg}\frac{A_0}{2} = \frac{cf}{2[F(f+c)-f^2]}\cdot\frac{F}{f}\cdot\frac{2[F(f+c)-f^2]}{cf} = \frac{F}{f} = V_0\,.$$

Nun ist aber bei einem auf unendlich eingestellten (teleskopischen) System auch das Verhältniss des Durchmessers der Objektivöffnung (*E.-P.*) zum Durchmesser des vom Okular entworfenen Bildes der Objektivöffnung (*A.-P.*)

$$\frac{e}{a_0} = \frac{F}{f} = V_0 \qquad 5)$$

Es lässt sich also durch Messung von e und a_0 die Vergrösserung des Fernrohrs bestimmen.

Beim Kurzsichtigen, welcher das Okular um die Strecke ϑ hineinschieben muss, folgt

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_-}{2} : \operatorname{tg}\frac{A_0}{2} = \frac{b}{2f} \cdot \frac{2(F-\vartheta)}{b} = \frac{F-\vartheta}{f} = \frac{e}{a_-} = V_- \qquad 5a)$$

Führt man für ϑ den Werth $\frac{f^2 \cdot n}{1000}$ ein, so ist

$$V_- = \frac{F}{f} - \frac{f \cdot n}{1000} = V_0 - \frac{f \cdot n}{1000},$$

wobei $n =$ der Dioptrieenzahl des Beobachters ist.

Für den Weitsichtigen wird

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_+}{2} : \operatorname{tg}\frac{A_0}{2} = \frac{b}{2f} \cdot \frac{2(F+\vartheta)}{b} = \frac{F+\vartheta}{f} = \frac{e}{a_+} = V_+ \qquad 5b)$$

Durch Einsetzen von $\frac{f^2 \cdot n}{1000}$ für ϑ folgt

$$V_+ = \frac{F}{f} + \frac{f \cdot n}{1000} = V_0 + \frac{f \cdot n}{1000}.$$

Das Gleiche gilt für das holländische Fernrohr; es ist also allgemein

$$V_- : V_0 : V_+ = \left(1 - \frac{\vartheta}{F}\right) : 1 : \left(1 + \frac{\vartheta}{F}\right) \qquad 6)$$

Da bei Vergleichung der Vergrösserungen, welche verschiedene Augen unter Benutzung desselben Fernrohrs erzielen, in letzter Linie die Grösse des auf der Netzhaut entworfenen Bildes des Gegenstandes maassgebend ist, so betrachten wir ein kurz-, ein normal- und ein weitsichtiges Auge, deren optische Systeme im akkommodationslosen Zustand sämmtlich die gleiche Brennweite φ haben sollen, und machen, um direkt vergleichbare Werthe zu bekommen, die Annahme, dass Grösse sowohl wie Dichtigkeit der lichtempfindlichen Elemente auf der Netzhaut, sowie ihr Abstand von einander bei allen drei Augen der gleiche sei. Okular- und Objektivbrennweite des benutzten Fernrohrs seien wieder gleich f bezw. F und der lineare Durchmesser des in der Brennebene von F entstehenden Bildes des unendlich fernen Gegenstandes sei $= b^*$.

Beim normalsichtigen Auge schneiden sich die von den Endpunkten von b^* durch die *A.-P.* des Fernrohrs in das Auge gelangenden Strahlen in der *A.-P.* des Fernrohrs (welche mit der *E.-P.* des Auges[1]) zusammenfällt) unter dem Winkel α_0^*, welcher gegeben ist durch

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_0^*}{2} = \frac{b^*}{2f}.$$

Die Bildgrösse auf der Netzhaut ist für kleine b^*

$$\beta_0 = 2\varphi \operatorname{tg}\frac{\alpha_0^*}{2} = \varphi \cdot \frac{b^*}{f}.$$

[1]) Beim holländischen Fernrohr ist die *E.-P.* des beobachtenden Auges selbst die Austrittspupille des Instrumentes.

Das kurzsichtige Auge ist um die Strecke $\varDelta = \varphi^2/D$ zu lang, wobei D wie oben die Entfernung des Fernpunktes vom vorderen Knotenpunkt bezeichnet. Die aus dem für den Fernpunkt des Auges eingestellten Okular kommenden Strahlen kreuzen sich in der Iris des Auges unter dem Winkel α_1^* und die Bildgrösse auf der Netzhaut wird

$$\beta_- = 2(\varphi + \varDelta)\,\mathrm{tg}\,\frac{\alpha_-^*}{2}.$$

Nun ist nach früheren Ausführungen (Gleichung 2a))

$$\mathrm{tg}\,\frac{\alpha_-^*}{2} = \mathrm{tg}\,\frac{\alpha_0^*}{2}\left(1 - \frac{\vartheta}{F}\right) = \frac{b^*}{2f} - \frac{b^*\,\vartheta}{2fF},$$

daher

$$\beta_- = 2\left(\varphi + \frac{\varphi^2}{D}\right)\left(\frac{b^*}{2f} - \frac{b^*}{2f}\,\frac{\vartheta}{F}\right) = \varphi\,\frac{b^*}{f}\left(1 + \frac{\varphi}{D}\right)\left(1 - \frac{\vartheta}{F}\right),$$

woraus

$$\beta_- = \beta_0\left(1 + \frac{\varphi}{D}\right)\left(1 - \frac{\vartheta}{F}\right)$$

und

$$\frac{\beta_-}{\beta_0} = \left(1 + \frac{\varphi}{D}\right)\left(1 - \frac{\vartheta}{F}\right).$$

Das weitsichtige Auge ist um die Strecke $\varDelta = \varphi^2/D$ zu kurz. Die aus dem für den Divergenzpunkt des Auges eingestellten Okular vom Bilde b^* des Gegenstandes kommenden Strahlen kreuzen sich in der Iris des Auges unter dem Winkel α_+^*.

Die Bildgrösse auf der Netzhaut wird für kleine b^*

$$\beta_+ = 2(\varphi - \varDelta)\,\mathrm{tg}\,\frac{\alpha_+^*}{2}.$$

Durch analoge Betrachtung wie beim kurzsichtigen Auge wird

$$\beta_+ = \beta_0\left(1 - \frac{\varphi}{D}\right)\left(1 + \frac{\vartheta}{F}\right)$$

und

$$\frac{\beta_+}{\beta_0} = \left(1 - \frac{\varphi}{D}\right)\left(1 + \frac{\vartheta}{F}\right).$$

Endlich ist

$$\beta_- : \beta_0 : \beta_+ = \left(1 + \frac{\varphi}{D}\right)\left(1 - \frac{\vartheta}{F}\right) : 1 : \left(1 - \frac{\varphi}{D}\right)\left(1 + \frac{\vartheta}{F}\right) \quad . \; . \; . \quad 7)$$

II. Instrument zur Messung des wahren Gesichtsfeldes.

Methode. Eine bekannte Methode, das wahre Gesichtsfeld eines astronomischen Fernrohrs zu messen, besteht darin, dass man in bestimmter Entfernung vom Objektiv des Fernrohrs eine Skale aufstellt, das Fernrohr senkrecht darauf richtet und beobachtet, wieviel Skalentheile durch die in der Brennebene des Fernrohrs befindliche Blende herausgeschnitten werden, wobei natürlich die Längsachse der Theilung durch den Blendenmittelpunkt gehen muss. Ist a die Zahl der abgelesenen Skalentheile und E die Entfernung der Skale vom Objektiv (in Skalentheilen ausgedrückt), so ist das wahre Gesichtsfeld A gegeben durch

$$\frac{a}{2E} = \mathrm{tg}\,\frac{A}{2}.$$

Die Methode hat den Nachtheil, dass man, um den Okularauszug des Fernrohrs nicht allzuweit herausziehen zu müssen, wodurch das Gesichtsfeld geändert würde, die Entfernung E und damit auch die Skale ziemlich gross wählen muss. Ferner wird bei gewöhnlichen Fernrohren, bei welchen die Blende ein für alle Mal in der Brennebene des Objektivs fest angebracht ist, immer eine merkliche Parallaxe

zwischen dem Blendenrand und Skalenbild vorhanden sein, welche die Ablesung erschwert und ungenau macht.

Die Methode lässt sich jedoch in folgender Weise modifiziren und in eine für den praktischen Gebrauch sehr bequeme Form bringen.

Es sei (Fig. 1) O das Objektiv des zu untersuchenden Fernrohrs, F seine Brennweite, m die Mitte des unendlich dünn gedachten Objektivs, $b_1\,b_2$ die Okularblende, o das Okular. Das wahre Gesichtsfeld ist also gleich dem Winkel $b_1 m b_2$. Vor O bringt man ein Kollimatorrohr konachsial mit der Fernrohrachse. Das Objektiv O' des Kollimators habe die Brennweite F'. In der Brennebene von O' befinde sich eine Skale.

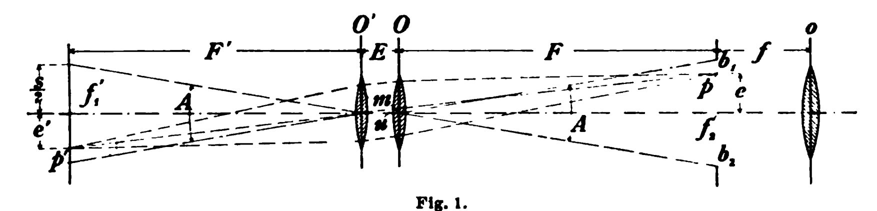


Fig. 1.

Jeder Punkt der Brennebene von O' wird in der Brennebene von O abgebildet; z. B. fällt das Bild eines beliebigen in der Entfernung e' von der Achse befindlichen Punktes p' in den Punkt p, dessen Entfernung von der Achse gleich e ist. Zwischen O und O' laufen die von p' nach p gehenden Strahlen parallel, schneiden also die Achse alle unter demselben Winkel u.

Es ist dann

$$F = \frac{e}{\operatorname{tg} u} \quad \text{und} \quad F' = \frac{e'}{\operatorname{tg} u},$$

daher

$$\operatorname{tg} u = \frac{e'}{F'} = \frac{e}{F},$$

d. h. die Winkel, welche die von p und p' nach den Mitten von O bezw. O' gehenden Strahlen mit der optischen Achse bilden, sind gleich.

Kennt man die Brennweite des Kollimatorobjektivs in Skalentheilen ausgedrückt, so kann man das wahre Gesichtsfeld eines Fernrohrs einfach dadurch bestimmen, dass man mittels des letzteren in den Kollimator sieht und abliest, wieviel Theile der Skale durch den Blendenrand aus der Skale herausgeschnitten werden. Ist s die Anzahl dieser Skalentheile und F' die Brennweite des Kollimatorobjektivs in Skalentheilen, so ergiebt sich das wahre Gesichtsfeld aus

$$\operatorname{tg} \frac{A_0}{2} = \frac{s}{2F'} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 8)$$

Fehlerdiskussion. Um den Einfluss eines Fehlers in der Bestimmung von s und F auf den daraus abgeleiteten Werth von A zu ermitteln, bilden wir nach Gleichung 3b)

$$dA_0 = \left(\frac{ds}{s} - \frac{dF'}{F'}\right) \sin A_0 .$$

Die Brennweite F' lässt sich bequem nach bekannten Methoden bis auf 1 %, mit dem Abbe'schen Fokometer noch weit genauer, bestimmen.

Es werde hier $dF' = 0{,}01\, F' = \lambda$ angenommen.

Die Beobachtungsgrösse s hängt wesentlich zunächst von der Fähigkeit und Uebung des Beobachters, die Bruchtheile der Intervalle einer Skale zu schätzen, ab. Die Beobachtung wird im vorliegenden Falle dadurch erschwert, dass das Intervall, in welches der Blendenrand zu liegen kommt, nicht in seiner ganzen Ausdehnung übersehen werden kann, indem die Blende den einen nach aussen liegenden Theil

des Intervalls verdeckt. Wenn die Intervalle gleich gross sind, man also an demjenigen, welches dem Rande zunächst liegt und vollständig sichtbar ist, einen Anhalt für die Grössenschätzung des nicht verdeckten Theils des folgenden Intervalls hat, so ist der Fehler erfahrungsgemäss nicht unter 0,1 Skalentheil.

Es sei

$$\operatorname{tg}\frac{A_0}{2} = \frac{1}{m} \doteq \frac{s}{2F'}, \text{ also } s = \frac{2F'}{m}.$$

Ferner sei die Skale auf die Länge $s/2$ in n gleiche Theile getheilt, so ist ein Intervall $= \frac{1}{n}\cdot\frac{F'}{m}$ und die Genauigkeit der Schätzung $= \frac{0{,}1}{n}\cdot\frac{F'}{m} = \sigma$ . . . 9)

Die Genauigkeit der Grössenbestimmung von s hängt weiterhin noch davon ab, ob die Skale genau in der Brennebene des Kollimatorobjektivs liegt oder nicht. Im ersteren Falle entsteht das Skalenbild wirklich in der Brennebene des Fernrohrobjektivs, im letzteren dagegen nicht, es wird also zwischen dem Skalenbild und der in der Brennebene des Fernrohrobjektivs vorausgesetzten Blende eine Parallaxe vorhanden sein.

Die Abweichung der Skalenebene von der Brennebene von O' sei gleich x, die Entfernung der Objektive von einander E, die Brennweite des Kollimatorobjektivs F', seine beiden Brennpunkte f'_1 und f'_2, die Brennweite des Fernrohrobjektivs F, seine beiden Brennpunkte f_1 und f_2.

Die Entfernung der Skale vom Objektiv O' kann um x kleiner oder grösser sein als die Brennweite F', es entsteht also ein virtuelles bezw. reelles Bild der Skale in der Entfernung $x' = (F')^2/x$ von f'_2. Dieses Bild wird vom Fernrohrobjektiv in der Entfernung

$$\varDelta = \frac{F^2}{\frac{(F')^2}{x} \mp (F + F' - E)}$$

vom Brennpunkt f_2 abgebildet, wobei die Entfernung des Skalenbildes von O gleich $F + \varDelta$ ist, wenn die Entfernung der Skale von O' gleich $F' - x$ ist. Ist die Entfernung der Skale von O' gleich $F' + x$, so wird die Entfernung des Skalenbildes von O gleich $F - \varDelta$. Im ersten Fall gilt im Nenner des Bruches das negative Vorzeichen, im zweiten das positive.

Es erübrigt noch festzustellen, mit welcher Annäherung die Skale in die Brennebene von O' gebracht werden kann, d. h. wie klein die Grösse x der vorigen Formel bei der Justirung gemacht werden kann.

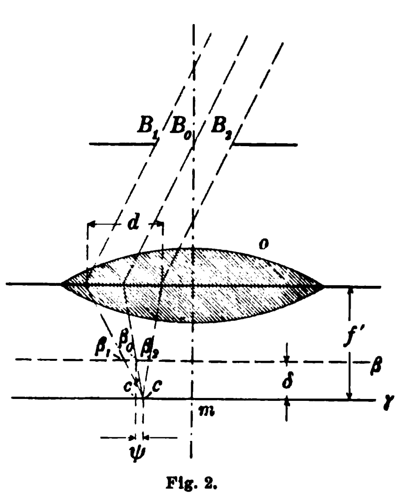


Fig. 2.

Zur Einstellung der Skale in die Blendenebene werde die Methode des Verschwindens der Parallaxe zwischen Skale und dem Bilde eines sehr weit entfernten Gegenstandes benutzt, wobei Bild und Skale mit einer geeigneten Lupe (Okular) betrachtet werden.

Es sei (Fig. 2)

o die Lupe mit der Brennweite f',

γ ihre Brennebene, in welcher sich bei c ein Skalenstrich befinden möge,

β die Bildebene des Objektivs, um δ von der Brennebene γ entfernt.

Hinter der Lupe liege eine Blende $B_1\,B_2$, etwa die Austrittspupille des Systems Objektiv + Lupe. Die von c aus durch die Lupe gehenden Strahlen verlassen die-

selbe in einem Parallelstrahlenbündel, aus welchem die Blende einen Theil herausschneidet, der ins Auge gelangt. Der von B_1 nach c gehende Strahl trifft die Bildebene in β_1, der von B_2 aus durch c gehende trifft die Bildebene in β_2. Bringt man das Auge nach B_1, so sieht man c mit β_1 in Koinzidenz, geht man mit dem Auge nach B_2, so wandert das Bild an c vorbei, bis β_2 mit c koinzidirt. Die Strecke $\beta_1 \beta_2$ sei $= d'$. Nun ist in der Figur die Strecke $d = B_1 B_2 =$ dem Blendendurchmesser, also, da d parallel den Ebenen β und γ,

$$\delta = \frac{f'}{d} \cdot d'.$$

Die Grössen f' und d lassen sich experimentell leicht bestimmen. Für die Grösse d' erhält man einen Näherungswerth durch folgende Ueberlegung.

Wenn man einen Indexstrich an einem Maassstabe verschiebt und Einstellungen auf Koinzidenz des Striches mit einem Theilstrich des Maassstabes macht, ohne Anwendung einer Vergrösserung, indem man Maassstab und Index in deutliche Sehweite bringt, so erreicht man bei normaler Sehschärfe und hinlänglicher Uebung nach vom Verfasser ausgeführten Versuchen[1]) eine Einstellungsgenauigkeit von 0,025 bis 0,0125 *mm*. Diese Konstante werde $= k$ gesetzt. Benutzt man eine Lupe, so wächst die Genauigkeit proportional der Vergrösserung.

Also

$$\tau = \pm \frac{k}{N} \cdot \varphi \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 10)$$

ist die Ablesungsgenauigkeit bei Verwendung einer Lupe von der Brennweite φ; N bedeutet die deutliche Sehweite.

Denkt man sich nun Index und Maassstab nicht in einer Ebene liegend und den Index senkrecht über einem Maassstabstrich, so wird dem Auge das Vorhandensein einer Parallaxe zum Bewusstsein kommen, wenn beim Ausführen einer seitlichen Bewegung sich der Indexstrich um mehr als 0,025 bezw. 0,0125 *mm* vom Maassstabstrich entfernt, falls keine Vergrösserung angewendet wird, oder bei Benutzung einer Lupe von der Brennweite φ, wenn sich der Indexstrich um mehr als die Grösse τ vom Maassstabstrich entfernt. Man wird eine um so kleinere Parallaxe wahrnehmen können, je weiter man mit dem Auge seitwärts gehen kann.

Nach dieser Betrachtung wird in Fig. 2 die Strecke $\beta_0 \beta_1 = \beta_0 \beta_2 = (k/N) f'$, wenn die Parallaxe δ unmerklich wird.

Für die übrig bleibende Parallaxe folgt

$$\delta = \frac{f'}{d} \cdot \frac{2k}{N} f'$$

oder

$$\delta = 2 \cdot \frac{(f')^2}{d} \cdot \frac{k}{N}.$$

[1]) Der Werth für die Konstante k ist in folgender Weise bestimmt worden:

Ein mit Indexstrich versehener Schlitten liess sich durch eine Mikrometerschraube längs einer Führung messbar verschieben. Diese Führung war ebenfalls mit einem Strich (von der gleichen Dicke wie der Indexstrich) versehen, welcher bei einer gewissen Stellung der Mikrometerschraube mit dem Indexstrich des Schlittens koinzidirte. Um diese Koinzidenz möglichst vollkommen für die betreffende Schraubenstellung zu erreichen, war der Strich nach dem Einstellen der Schraube direkt über Schlitten und Führung mit *einem* Zuge des Reisserwerks durchgezogen worden.

Damit der Beobachter frei von Voreingenommenheit blieb, wurde die Mikrometerschraube durch einen Gehülfen um einen kleinen Betrag aus der Koinzidenzstellung gebracht, und der Beobachter, dessen Auge sich 250 *mm* von den Strichen entfernt befand, achtete nun darauf, ob ihm die beiden Striche noch in Koinzidenz zu sein schienen, oder nicht. Es ergab sich, dass ein geübter Beobachter bereits eine Abweichung der Striche aus der Koinzidenzstellung von 0,0125 *mm* wahrnimmt.

Selbst ein wenig geübter Beobachter bemerkt Fehler in der Koinzidenz von 0,025 *mm*.

Wird dieser Werth in die Formel für Δ anstatt x eingeführt und dabei berücksichtigt, dass $(F')^2/\delta$ sehr gross wird gegen $(F' + F - E)$, so folgt unter Vernachlässigung der letzteren Grösse

$$\Delta = \pm 2 \cdot \frac{F^2 (f')^2}{(F')^2 d} \cdot \frac{k}{N} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 11)$$

Je grösser F' gegen F ist, desto kleiner wird Δ, für $F' = F$ ist $\Delta = x$.

Es sei nun

ϱ der Durchmesser der $A.$-$P.$ des zu untersuchenden Fernrohrs,

f seine Okularbrennweite,

Δ die zwischen Blendenebene (Objektivbrennebene) und Skalenbild vorhandene Parallaxe.

Die Ablesungsgenauigkeit in der Blendenebene ist

$$\pm \frac{k}{N} \cdot f = \tau.$$

In Fig. 2 ist der Blendenpunkt β_0 und der Skalenpunkt c von B_0 aus gesehen in Koinzidenz. Wäre keine Parallaxe vorhanden, so fiele der Punkt β_0 mit dem Skalenpunkt c' zusammen, welchen man findet, wenn man von β_0 eine Senkrechte auf γ fällt. Die Ablesung ist also fehlerhaft um die Längendifferenz

$$c\,m - c'\,m = \frac{s}{2} - \frac{b}{2} = \frac{\Delta s}{2f} = \psi,$$

wobei in der Figur jetzt Δ statt δ zu setzen ist.

Wenn der Beobachter sein Auge nicht zentral in die $A.$-$P.$ bringt, so entsteht hierdurch eine Verfälschung der Ablesung, welche ihren grössten Betrag χ erreicht, wenn sich das Auge am Rande der $A.$-$P.$ befindet, sich also um $\varrho/2$ seitwärts bewegt hat. Es ist

$$\frac{\chi}{\varrho/2} = \frac{\Delta}{f}, \quad \text{also} \quad \frac{\varrho \cdot \Delta}{2f} = \chi.$$

Die Koinzidenz des Blendenrandes mit einem Skalenstrich in der Brennebene des Fernrohrs ist also nur auf $\pm(\tau + \chi + \psi)$ genau zu beobachten.

Durch Multiplikation des Ausdrucks mit F'/F erhält man den Fehler in der Skalenebene.

Der Einfluss der Distortion ist bei den in Betracht kommenden kleinen Bildwinkeln im Allgemeinen zu vernachlässigen.

Die Grösse ds ist gleich

$$\pm \left[\sigma + (\tau + \chi + \psi) \cdot \frac{F'}{F}\right].$$

Da der Fehler ds an jeder Seite der Skale, also zweiwal begangen wird, so folgt

$$dA_0 = \left\{\left[\sigma + (\tau + \chi + \psi) \cdot \frac{F'}{F}\right] \frac{2}{s} - \frac{\lambda}{F'}\right\} \sin A$$

$$= \pm \left\{\frac{0{,}2\,F'}{s\,n\,m} + \left[\frac{k\,f}{N} + \frac{\Delta}{2f}(\varrho + s)\right] \frac{2F'}{Fs} - \frac{0{,}01\,F'}{F'}\right\} \sin A \quad \ldots \quad 12)$$

Durch Multiplikation mit $180/\pi$ erhält man dA in Graden.

Das Kollimatorrohr lässt sich auch zur Messung des wahren Gesichtsfeldes von Galilei'schen Fernrohren benutzen, wenn das Kollimatorobjektiv eine grössere Oeffnung hat als das Galilei'sche Fernrohr.

Ohne prinzipiell etwas an der Methode zu verändern, kann man auch das Kollimatorrohr mit einem Okular versehen und mittels des so erhaltenen Fernrohrs den Blendendurchmesser des zu untersuchenden Fernrohrs bestimmen, indem man durch den Kollimator beobachtet.

Es sei noch erwähnt, dass sich die hier gegebene Justirungsmethode und Fehlerdiskussion ohne Weiteres auf die von Porro 1851 und Secretan (vgl. Czapski, *a. a. O. S. 270*) angegebene Methode für Bestimmung von Brennweiten übertragen lässt.

Beispiel. Es war ein Kollimatorrohr gegeben nebst einem Fernrohr von folgenden Dimensionen (Buchstaben wie oben):

$F' = 160\ mm$ $\quad F = 120\ mm$
$dF' = 1{,}6$ „ $\quad f = 20$ „
Objektivdurchmesser $= 25$ „ $\quad \varrho = 2{,}5$ „
$A = 6^0$.

Bei der Justirung wurde ein Okular mit $f' = 20\ mm$ benutzt, also $d = 3{,}12\ mm$; ferner $n = 6$.

Je nachdem man für k den Werth 0,025 oder 0,0125 *mm* einführt, wird

der Parallaxenrest $\Delta = 0{,}014\ mm$ bezw. $0{,}007\ mm$
und dA $= 0{,}05^0$ „ $0{,}04^0$
oder in Proz. von $A = 0{,}8\,\%$ „ $0{,}7\,\%$.

Apparat. Bei der praktischen Ausführung des Apparates, welche auf gar keine Schwierigkeiten stösst, wird, um die Skale in die Brennebene des Objektivs zu bringen, am besten das letztere gegen die Skale hin verschiebbar gemacht.

Die Theilung der Skale, welche vortheilhaft auf Glas geätzt wird, kann verschieden eingerichtet werden. Abgesehen von einer gewöhnlichen Millimetertheilung, welche jedesmal die Ausrechnung der Formel $\operatorname{tg} A/2 = s/2F'$ oder das Vorhandensein einer Tabelle voraussetzt, kommen zwei Arten in Betracht, bei welchen man den gesuchten Winkel direkt auf der Skale ablesen kann.

1. Die Skale ist fest und von ihrer Mitte (dem Schnittpunkte der Objektivachse mit der Skalenebene) aus nach rechts und links nach $s = 2\,F' \operatorname{tg} A/2$ getheilt und nach $A/2$ beziffert. Man hat bei der Messung auf beiden Seiten von der Mitte aus abzulesen und die Ablesungen zu addiren.

2. Die Skale ist nicht fest, sondern in ihrer Längsrichtung und senkrecht zur Kollimatorachse mittels einer Schlittenführung verschiebbar. Die Theilung fängt an einem Ende der Skale an und ist nach $s = F' \operatorname{tg} A/2$ ausgeführt und nach A beziffert. Bei der Messung stellt man den Nullpunkt der Skale auf den einen Blendenrand ein und liest am andern Blendenrand unmittelbar das wahre Gesichtsfeld ab. Bei grösserer Bequemlichkeit gegenüber der unter 1 beschriebenen Skale hat diese Form noch den Vorzug grösserer Genauigkeit, da die Einstellung des Blendenrandes auf den Nullpunkt mit etwas grösserer Genauigkeit zu machen ist als 0,1 Skalentheil.

Man kann bei der Beobachtung Kollimator und Fernrohr je auf einem Stativ befestigen und diese beiden gegeneinander in die richtige Stellung bringen, oder man versieht die Objektivseite des Kollimatorrohrs mit einer Vorrichtung, welche es ermöglicht, Fernrohre von verschiedenem Durchmesser konachsial mit dem Kollimator zu verbinden. Eine solche Vorrichtung wird unter Abschn. IV beschrieben werden.

III. Instrumente zur Messung des scheinbaren Gesichtsfeldes.

III A. Methode. Auch zur Messung des scheinbaren Gesichtsfeldes eines Kepler'schen Fernrohrs lässt sich die oben *S. 7* beschriebene Skalenmethode anwenden.

Man stellt nach Abbe in bekannter Entfernung von der *A.-P.* eine Skale senkrecht zur optischen Achse des Fernrohrs auf und beobachtet von der *E.-P.*

aus, wieviel Skalentheile vom Okularblendenrand aus der Skale herausgeschnitten werden.

Vorausgesetzt, dass die Längsachse des Bildes durch den Mittelpunkt der Okularblende geht, ist das scheinbare Gesichtsfeld α gegeben durch

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{s}{2E} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 13)$$

wo s die Zahl der herausgeschnittenen Skalentheile und E die Entfernung der Skale von der *A.-P.* in Skalentheilen ausgedrückt bedeutet.

Da das von der *E.-P.* aus gesehene Skalenbild v-mal verkleinert erscheint, wenn v gleich der Vergrösserung des Fernrohrs ist, so muss man, um eine genauere Ablesung zu erzielen, die Beobachtung mittels eines zweiten Fernrohrs ausführen, durch welches man in die *E.-P.* des zu untersuchenden Fernrohrs sieht. Ist die Vergrösserung des Beobachtungsfernrohrs gleich v', so sieht der Beobachter die Skale mit der Vergrösserung v'/v. Das Okular des zu untersuchenden Fernrohrs muss so eingestellt werden, dass das Skalenbild scharf und, ohne Parallaxe gegen die Blende zu zeigen, in die Ebene der letzteren fällt.

Nebenstehende Fig. 3 veranschaulicht die Anordnung.

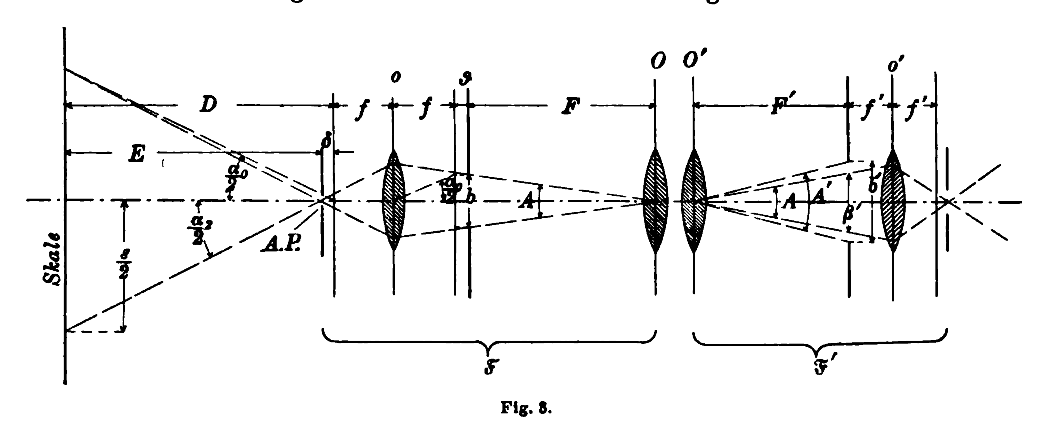


Fig. 3.

In der Entfernung E von der *A.-P.* des Fernrohrs befindet sich senkrecht zur optischen Achse die Skale, welche durch das richtig einzustellende Okular o in der Ebene von b abgebildet wird.

Da nach *S. 8* der Winkel A, unter welchem der Blendendurchmesser von der Mitte von O aus erscheint, gleich ist dem Winkel, unter welchem sein in der Ebene von b' gelegenes Bild β' von O' aus erscheint, so folgt, dass die Okularblende b' des Beobachtungsfernrohrs grösser sein muss als

$$\beta' = 2F' \cdot \operatorname{tg}\frac{A}{2} = \frac{F'}{F} \cdot b,$$

d. h. das wahre Gesichtsfeld A' von $\mathfrak{F}'$ muss grösser sein als das von $\mathfrak{F}$.

Bei der Messung verfährt man so, dass man zunächst das Beobachtungsfernrohr auf einen weit entfernten Gegenstand einstellt und dann mittels desselben durch das zu untersuchende Fernrohr nach der Skale sieht. Die Blende des Fernrohrs $\mathfrak{F}$ erscheint sofort scharf, und man hat nun noch durch Verstellung des Okulars o auch das Skalenbild scharf in die Blendenebene zu bringen und die Ablesung zu machen. Die Lage der *A.-P.* findet man durch Verschieben eines durchsichtigen Papierblattes, indem man die Stelle aufsucht, in welcher auf dem Papier das scharfe Bild der Objektivöffnung entsteht.

Fehlerdiskussion. Das scheinbare Sehfeld ist bei teleskopischem Strahlengange nach Abschn. I, Gleichg. 2) bestimmt durch

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} = \frac{b}{2f}.$$

Um in der Blendenebene ein scharfes Skalenbild erscheinen zu lassen, musste das Okular aus der Normalstellung gegen die Skale hin verschoben werden. Die Grösse der Verschiebung sei ϑ. Man erhält dadurch einen grösseren Werth für das scheinbare Sehfeld als bei teleskopischem Strahlengange, und zwar wird dasselbe so gross, wie es einem Weitsichtigen erscheint, dessen Fernpunkt gerade in der Skalenebene liegt, der also das Okular um die Strecke ϑ herausziehen muss, um einen in der Blendenebene befindlichen Punkt scharf zu sehen.

Nach früheren Ausführungen, Abschn. I, Gleichg. 2b), ist

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_+}{2} = \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} + \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2}\frac{\vartheta}{F},$$

woraus

$$\frac{d\alpha_+}{2\cos^2\frac{\alpha_+}{2}} = \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2}\frac{d\vartheta}{F}$$

und, da α_+ von α_0 wenig verschieden ist,

$$d\alpha = +\frac{d\vartheta}{F}\sin\alpha_0 \qquad \text{14)}$$

Die am gemessenen Gesichtsfeld anzubringende Korrektion ist daher

$$c = -\frac{d\vartheta}{F}\sin\alpha_0 \qquad \text{14a)}$$

Aus

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{s}{2E} \text{ folgt } d\alpha = \left(\frac{ds}{s} - \frac{dE}{E}\right)\sin\alpha \qquad \text{15)}$$

Bei der angegebenen Einstellungsmethode entsteht eine Verfälschung des Werthes von E dadurch, dass bei der Verschiebung des Okulars um die Strecke ϑ auch die *A.-P.* des Fernrohrs gegen die Skale verschoben und damit die Strecke E verkürzt wird.

Es sei $\delta = f^2/F$ die Entfernung der *A.-P.* vom hinteren Okularbrennpunkt bei teleskopischem Strahlengange. Die Strecke ϑ hängt mit den übrigen Grössen durch die Gleichung

$$f^2 = \vartheta(E + \delta - \vartheta)$$

zusammen, woraus

$$\vartheta = \frac{E+\delta}{2} \pm \sqrt{\frac{(E+\delta)^2}{4} - f^2}$$

folgt.

Nach der Verschiebung ist der Abstand der *A.-P.* vom hinteren Okularbrennpunkt

$$\delta' = \frac{f^2}{F+\vartheta},$$

ferner die Entfernung dieses Brennpunktes von der Skale

$$D = E + \delta - \vartheta$$

und der Abstand der *A.-P.* von der Skale

$$E' = E + \delta - \vartheta - \delta'.$$

Es ist also die Grösse, um welche E' kleiner ist als die in Rechnung gesetzte Entfernung E,

$$E - E' = \vartheta + \delta' - \delta.$$

Die Grösse der Entfernung E lässt sich mittels eines Meterstabes auf etwa $\pm 0{,}001\,E$ genau bestimmen. Es wird also

$$dE = \pm 0{,}001\,E - (\vartheta + \delta' - \delta) = \lambda .$$

Das optische System $(O + O' + o')$ wirkt für ein durch das Okular blickendes Auge wie ein Mikroskop, dessen Objektebene die Blendenebene b und dessen Bildebene die Blendenebene b' ist. Seine Vergrösserung ist

$$V = \frac{N}{f'} \cdot \frac{F'}{F} .$$

Hieraus folgt die Ablesungsgenauigkeit in der Blendenebene b nach Abschn. II, Gleichg. 10)

$$\pm \frac{k}{V} = \pm \frac{Ff'}{F'} \cdot \frac{k}{N} = \tau .$$

Da das Zusammenfallen von Skalenbild und Blendenebene durch Verschwinden der Parallaxe konstatirt wird, dieses Verschwinden aber nur so weit genau beobachtet werden kann, als es die Ablesungsgenauigkeit zulässt, so folgt, dass zwischen Skalenbild und Blendenrand ein Parallaxenrest bleiben muss. Es wird nach Abschn. II, Gleichg. 11)

$$\Delta = \pm \frac{2}{d} \left(\frac{Ff'}{F'} \right)^2 \cdot \frac{k}{N} .$$

Der hieraus folgende Fehler in der Ablesung ist

$$\pm \frac{\Delta}{2} \frac{F'}{Ff'} s = \pm \frac{Ff'}{F'} \cdot \frac{s}{d} \frac{k}{N} = \psi ,$$

wo d den Durchmesser der $A.$-$P.$ des Systems $(O + O' + o')$ bezeichnet.

Der durch nicht zentrale Stellung der Pupille des Beobachters entstehende Fehler wird

$$\chi = \pm \frac{d \cdot \Delta}{2 \frac{Ff'}{F'}} = \pm \frac{Ff'}{F'} \cdot \frac{k}{N} = \tau .$$

Die Bruchtheile der Skalenintervalle wird man auch in diesem Falle analog der Darlegung von Abschn. II, Gleichg. 9) auf

$$\pm \frac{0{,}1}{n} \cdot \frac{E}{m} = \sigma$$

genau schätzen können, wobei wieder $\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{s}{2E} = \frac{1}{m}$, und die Länge s in n Intervalle getheilt ist.

Es wird demnach, da der Ablesungsfehler zweimal begangen wird,

$$ds = \pm 2 (\psi + 2\tau + \sigma)$$

und

$$d\alpha_0 = \pm \left(\frac{2(\psi + 2\tau)}{s} + \frac{\sigma}{s} - \frac{\lambda}{E} \right) \sin \alpha_0 + c$$

oder

$$d\alpha_0 = \pm \left[\frac{2\,Ff'}{F'} \frac{k}{N} \left(\frac{1}{d} + \frac{2}{s} \right) + \frac{0{,}2\,E}{n \cdot m \cdot s} - \frac{0{,}001\,E - (\vartheta + \delta' - \delta)}{E} \right] \sin \alpha_0 + c \quad . \quad 16)$$

Durch Multiplikation mit $180/\pi$ erhält man $d\alpha_0$ in Graden.

Es sei noch bemerkt, dass sich der Fehler $(d\vartheta/F) \sin \alpha$ prinzipiell dadurch beseitigen lässt, dass man die Skale in unendliche Entfernung von der $A.$-$P.$ rückt, was sich natürlich nur dadurch erreichen lässt, dass man die Skale in die Brennebene eines Linsensystems setzt und die aus letzterem von der Skale kommenden Parallelstrahlenbündel durch das umgekehrte Fernrohr $\mathfrak{F}$ auffängt. Der Anwendung eines solchen Kollimators steht aber der hohe Preis des Linsensystems, an welches bei einem noth-

wendigen Bildwinkel von etwa 40° grosse Anforderungen bezüglich der Bildebnung gestellt werden, im Wege.

Sonst würde, was Bequemlichkeit und Kompendiosität anlangt, die Benutzung einer solchen Einrichtung entschieden den Vorzug verdienen.

Die theoretische Betrachtung wäre ganz analog der bei der Beschreibung des Kollimators für Bestimmung des wahren Gesichtsfeldes (Abschn. II) gegebenen, nur tritt an Stelle des dortigen Fernrohrobjektivs hier das Okular des zu untersuchenden Fernrohrs, während das dortige Okular durch das mikroskopartig wirkende System $(O + O' + o')$ ersetzt wird.

Beispiel. Gegeben war ein Gesichtsfeld-Messapparat und ein Kepler'sches Fernrohr von folgenden Abmessungen:

$F = 160$ *mm*	$F' = 80$ *mm*
$f = 20$ „	$f' = 20$ „
$\alpha = 36^0$	$d = 2{,}5$ „
	$n = 18$ „
	$E = 1000$ „ .

Die Grösse c wird $= 0{,}08^0$ und $d\alpha_0$ für $k = 0{,}025$ bezw. $= 0{,}0125$ *mm* gleich $0{,}22^0$ bezw. $0{,}18^0$ oder in Prozenten von α_0 gleich etwa 0,6 %.

Apparat. Nach den eben gegebenen Gesichtspunkten ist in der hiesigen optischen Werkstätte ein Apparat gebaut worden, welcher in sehr bequemer Weise die Messung

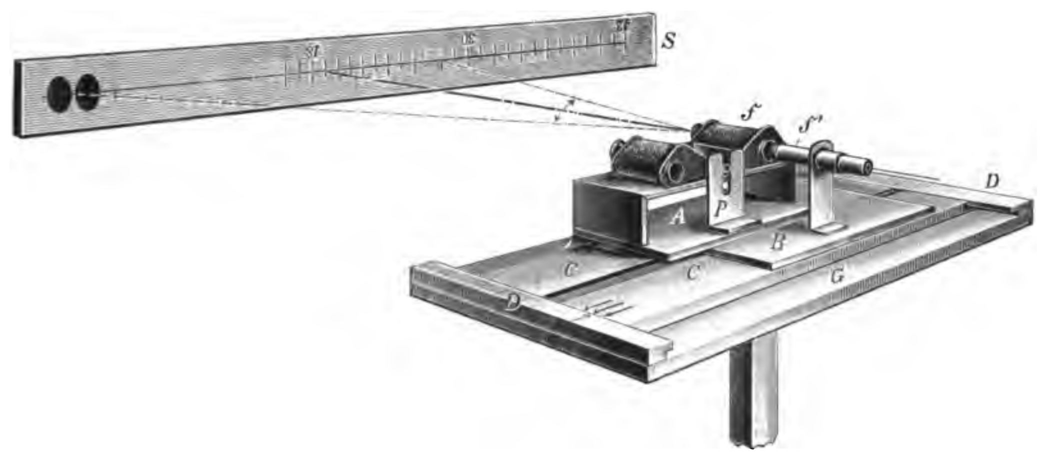


Fig. 4.

von scheinbaren Gesichtsfeldern gestattet, wobei besonders angestrebt wurde, dass bei Untersuchung einer grösseren Anzahl von Feldstechern desselben Typus diese leicht gegen einander ausgetauscht werden können, ohne dass jedesmal neu justirt zu werden braucht.

Obenstende Fig. 4 stellt den Apparat dar. S ist die Skale, welche mit einer Theilung versehen ist, wie sie in Abschn. II, *S. 12* unter 2. beschrieben ist.

Der Theilungsanfang ist durch zwei schwarze Vollkreise von etwa 50 *mm* Durchmesser bestimmt, deren Zentren auf der Theilungsachse liegen. Zwischen den Kreisen bleibt ein Raum von etwa 4 *mm* auf der Achse frei. Die Mitte dieses Zwischenraumes repräsentirt den Anfangspunkt der Theilung. Diese Art der Markirung des Nullpunktes gewährt eine bequemere und genauere Einstellung, als wenn der Nullpunkt wie gewöhnlich durch einen Strich angedeutet ist. Die Theilung selbst ist für $E = 1000$ *mm* eingerichtet und geht bis über 40 Grad.

In geeigneter Entfernung von der Skale befindet sich ein System von horizontalen Schlitten, welches den zu untersuchenden Feldstecher und das Beobachtungsfernrohr trägt und durch Verschiebung seiner Elemente den beiden Fernrohren die richtige Stellung gegen einander und gegen die Skale zu geben gestattet. Der Schlitten *A* ist parallel zur Skalenachse verschiebbar und mit einer senkrechten Platte *P* versehen, gegen welche der Feldstecher durch eine kräftig federnde Klammer mit seinem Objektivende so angedrückt wird, dass seine optischen Achsen senkrecht zur Platte *P* und die beiden Objektive rechts und links von der Platte *P* zu liegen kommen, wie es die Figur darstellt.

Die Führungen des Schlittens *A* liegen in dem zweiten Schlitten *B*, welcher gleichfalls parallel zur Skalenachse beweglich ist und das in der Höhe verstellbare Beobachtungsfernrohr 𝔉' trägt. Durch Verschieben von *A* auf *B* kann man sowohl das rechte wie auch das linke Feldstecherrohr vor das Beobachtungsfernrohr bringen. Die Führungen des Schlittens *B* liegen in dem dritten Schlitten *C*. Durch Verschiebung von *B* auf *C* kann man, nachdem das eine Feldstecherrohr vor 𝔉' gebracht ist, Beobachtungsfernrohr und Feldstecher gleichzeitig so vor der Skale verschieben, dass der eine Blendenrand durch den Theilungsanfang geht. Der Schlitten *C* endlich gestattet durch Verschiebung in den Führungen *D* der Grundplatte *G* Feldstecher und Beobachtungsfernrohr so gegen die Skale hin zu verschieben, dass die *A.-P.* des Feldstechers in die richtige Entfernung von der Skale kommt.

Die Entfernung der der Skale zugekehrten Seite der Grundplatte von der Skale beträgt 800 *mm*. Das Instrument ist speziell zur Untersuchung der Zeiss'schen Doppelfernrohre mit 4-, 6- und 8-facher Vergrösserung konstruirt; um nun nicht jedesmal beim Uebergange von einer Feldstechergrösse zur andern eine Neubestimmung der Entfernung *E* mittels des Meterstabes vornehmen zu müssen, sind auf der Führung *D* ein Index und auf dem Schlitten *C* drei Marken angebracht; die Marken gehören zu den drei genannten Feldstechergrössen und sind so angeordnet, dass, wenn eine Marke mit dem Index koinzidirt, die *A.-P.* des entsprechenden auf *A* festgeklemmten Feldstechers sich in der Entfernung 1000 *mm* von der Skale befindet.

Die Skale wird an einer gut beleuchteten Wand aufgehängt, während das Schlittensystem auf einem Stativ ungefähr mitten vor der Skale Platz findet.

(Fortsetzung folgt.)

Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spektrographen.

Von
Dr. J. **Hartmann** in Potsdam.

Auf Anregung des Hrn. Prof. H. C. Vogel habe ich vor etwa zwei Jahren eine Reihe von Spezialuntersuchungen ausgeführt, deren Resultate für den Bau und die Justirung zweier Spektrographen, die in Verbindung mit dem grossen Refraktor zur Aufnahme von Sternspektren Verwendung finden sollen, maassgebend geworden sind. Da sich die seit einiger Zeit vollendeten Apparate nunmehr als ausserordentlich leistungsfähig und zuverlässig bewährt haben, so will ich einige Ergebnisse jener Untersuchungen, die auch anderwärts bei der Konstruktion von Spektralapparaten von Nutzen sein können, im Folgenden mittheilen.

I. Wahl der Objektive für Kollimator und Kamera.

Zu den Objektiven für Kollimator und Kamera eines Spektralapparates hat man bisher meistens Linsen aus den bereits vorhandenen Typen ausgewählt; als Kolli-

matorobjektiv wird in der Regel ein Fernrohrobjektiv, als Kameralinse ebenfalls ein solches oder auch eines der verschiedenartigen jetzt im Handel befindlichen photographischen Objektivsysteme genommen[1]). Allein die Eigenschaften aller dieser Linsen entsprechen nur zum Theil den Anforderungen, welche sie im Spektrographen zu erfüllen haben, und durch Herstellung speziell für diesen Zweck berechneter Objektive könnte in manchen Fällen die Leistungsfähigkeit des Spektralapparates erhöht werden. Wenn ich im Folgenden einige kurze Bemerkungen über die nothwendigen Eigenschaften dieser Linsen zusammenstelle, so brauche ich wohl kaum daran zu erinnern, dass nur besonders reine und lichtdurchlässige Glassorten zur Herstellung der Linsen verwendet werden dürfen, und dass deren Dicke auf ein Minimum zu beschränken ist.

Die Anforderungen, die an das Kollimatorobjektiv und an das Kameraobjektiv gestellt werden, sind durchaus verschieden.

Das Kollimatorobjektiv muss alle Strahlen verschiedener Wellenlänge, die von dem Spalte, d. h. von Punkten, die ganz nahe der optischen Hauptachse liegen, ausgehen, genau parallel machen. Es ist daher ein *astronomisches* Objektiv, d. h. nur für Punkte auf der Achse und für parallel einfallendes Licht gerechnet, es muss möglichst frei von sphärischer Aberration und, wenn man eine grössere Strecke des Spektrums bei konstanter Kollimatorlänge photographiren will, besonders gut achromatisirt sein; dagegen ist ein grösserer Bildwinkel nicht nöthig.

Beim Kameraobjektiv ist dagegen neben möglichst vollständiger Beseitigung der sphärischen Aberration ein grösserer Bildwinkel erforderlich, während die Achromatisirung erst in zweiter Linie in Frage kommt. Dadurch, dass man der photographischen Platte eine bestimmte Neigung gegen die Achse der Kamera giebt, ist man nämlich im Stande, die empfindliche Schicht gleichzeitig in den Fokus der Strahlen von verschiedener Wellenlänge zu bringen, auch wenn deren Brennweiten *nicht* gleich sind, sondern nur in einer gewissen Weise mit der Ablenkung der betreffenden Strahlen gleichmässig zunehmen. Eine derartige gleichmässige Zunahme ist nun sowohl bei einer nicht achromatischen Linse sehr wohl möglich, als auch bei einer solchen, die für eine Stelle des Spektrums achromatisirt ist, welche von der Gegend, die gerade aufgenommen werden soll, weit entfernt ist.

Bei einer photographisch achromatisirten Linse kann der günstige Fall eintreten, dass durch die noch verbleibenden Unterschiede der Brennweiten für die Strahlen verschiedener Wellenlänge, die sonst das sekundäre Spektrum hervorbringen, die Wölbung des Bildes kompensirt wird. Bekanntlich erreicht bei den aus zwei Glasarten zusammengesetzten achromatischen Objektiven die Brennweite für einen Strahl des Spektrums, der in der Mitte der achromatisirten Strecke liegt, ein Minimum. Stellt man nun die photographische Platte senkrecht auf diesen Strahl, so haben alle anderen auf die Platte fallenden Strahlen längere Wegstrecken vom Objektiv bis zur Platte zurückzulegen, und da für diese, wie gesagt, auch die Brennweite grösser ist, so kann man durch geeignete Achromatisirung des Objektivs erreichen, dass auch diese seitlichen Strahlen genau auf der Platte zur Vereinigung gelangen.

Es ist eine sehr dankenswerthe Aufgabe für Optiker, eine Linse, welche die genannten Forderungen erfüllt — Bildwinkel von etwa 20°, Freiheit von sphärischer

[1]) Ueber die beste Auswahl der Oeffnungen und Brennweiten sind schon von anderen Seiten ausgedehnte Untersuchungen veröffentlicht worden. Vgl. Wadsworth, *The modern spectroscope. Astrophys. Journ.* **3.** *S. 321. 1896;* Keeler, *Elementary principles governing the efficiency of spectroscopes for astronomical purposes. Sidereal Messenger* **10.** *S. 431. 1891.*

Aberration bei möglichst grosser Apertur und für eine gegebene Dispersion Lage aller Brennpunkte auf einer zur Achse nicht allzu stark geneigten Geraden — zu konstruiren.

Es sei mir gestattet, auf einen Satz hinzuweisen, der sich ergiebt, wenn man zum Kameraobjektiv eine einfache, plankonvexe Linse aus der Substanz der Prismen wählt.

Ist r der endliche Krümmungsradius einer plankonvexen Linse, n der Brechungsexponent irgend eines Strahls für die gemeinsame Substanz, aus der Linse und Prisma hergestellt sind, A sein Ablenkungswinkel und b der Prismenwinkel, endlich F die Brennweite der Linse für die betreffenden Strahlen, so hat man bekanntlich, wenn das Prisma im Minimum der Ablenkung steht,

$$n = \frac{\sin {}^1/_2 (A + b)}{\sin {}^1/_2 b} = \sin {}^1/_2 A \operatorname{ctg} {}^1/_2 b + \cos {}^1/_2 A.$$

Setzt man diesen Ausdruck in die für die plankonvexe Linse geltende Formel

$$F = \frac{r}{n - 1}$$

ein, so erhält man die von n freie Relation

$$F = \frac{r}{\sin {}^1/_2 A \operatorname{ctg} {}^1/_2 b - (1 - \cos {}^1/_2 A)}.$$

Dies ist die Polargleichung der Brennlinie des betrachteten Systems, wenn man den Pol in den optischen Mittelpunkt der Linse legt. Für kleine Werthe von A ist das Glied $1 - \cos {}^1/_2 A$ verschwindend, und da

$$F = \frac{r}{\sin {}^1/_2 A \operatorname{ctg} {}^1/_2 b}$$

die Gleichung einer Geraden ist, die im Abstande $r \operatorname{tg} {}^1/_2 b$ parallel zu dem einfallenden Strahle verläuft, so folgt, dass die Brennpunkte des Systems für nicht zu grosse Ablenkungswinkel sehr nahe in einer geraden Linie liegen, sodass man durch Neigung der Kassette gegen die Achse der Kamera grössere Strecken des Spektrums gleichzeitig scharf einstellen kann.

In Fig. 1 habe ich die Verhältnisse dargestellt, wie sie bei Anwendung eines Prismas von 60° liegen. O ist der optische Mittelpunkt der Kameralinse, deren Krümmungsradius durch die Strecke r repräsentirt ist. Man sieht, dass bei allen praktisch in Frage kommenden Ablenkungswinkeln die Annäherung der Brennlinie an die Gerade schon recht gross ist.

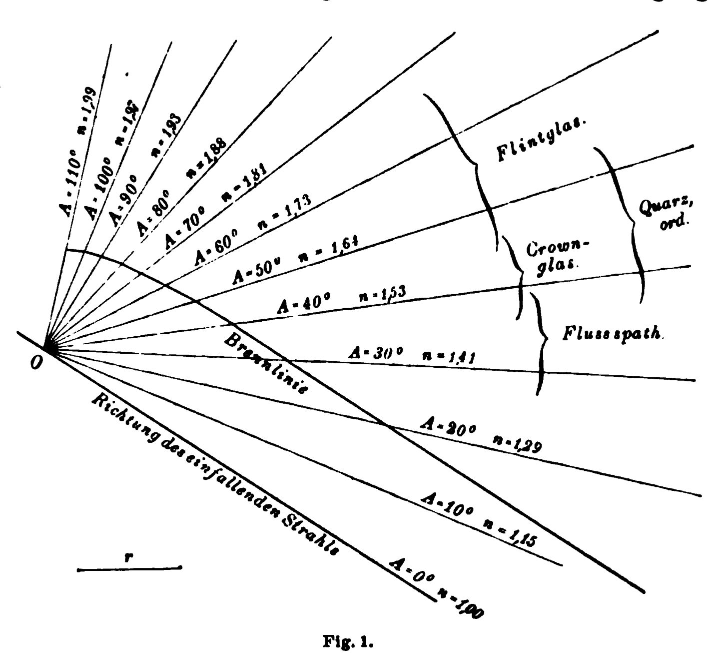


Fig. 1.

Sehr nützlich wird sich die hier abgeleitete Beziehung bei Arbeiten mit einem Quarzspektrographen, dessen Kameraobjektiv aus einer einfachen Quarzlinse besteht, erweisen, da sie für jeden beliebigen Winkel zwischen Kollimator und Kamera direkt die einzustellende Fokussirung sowie die nothwendige Plattenneigung ergiebt.

II. Relative Lichtstärke von einfachen und *Compound*-Prismen.

Soll einem parallelen Lichtbündel von gegebenem Querschnitt, wie es aus dem Kollimatorobjektiv eines Spektralapparates austritt, eine bestimmte Dispersion ertheilt werden, so stehen hierzu verschiedene Mittel zur Verfügung: Systeme einfacher Prismen mit kleinem oder mit grossem brechenden Winkel, die verschiedenen Arten zusammengesetzter Prismen und endlich Beugungsgitter. Von allen diesen dispergirenden Systemen hat man unter Berücksichtigung der Bedingungen, die der spezielle Zweck des Spektralapparates etwa noch vorschreibt, dasjenige auszuwählen, welches bei Erreichung der gewünschten Dispersion den geringsten Lichtverlust mit sich bringt.

Soweit nur einfache Prismen in Frage kommen, hat schon im Jahre 1868 Pickering[1]) nachgewiesen, dass diejenige Prismenform am günstigsten ist, bei welcher der einfallende Lichtstrahl vollkommen polarisirt wird. Der entsprechende Prismenwinkel ergiebt sich verschieden je nach dem Brechungsexponenten desjenigen Strahls, der die Prismen im Minimum der Ablenkung passiren soll. Man findet folgende Werthe:

Brechungsexponent	Prismenwinkel
1,50	67° 22,8′
1,55	65 39,4
1,60	64 0,6
1,65	62 26,2
1,70	60 55,8.

Für die gebräuchlichen Glassorten liegt daher der günstigste Prismenwinkel zwischen 60° und 67°, und ein Prisma von 60° brechendem Winkel kann in allen Fällen schon als eine recht vortheilhafte Form betrachtet werden. Die schöne Untersuchung Pickering's hat wohl nicht überall das richtige Verständniss gefunden, denn man begegnet auch jetzt noch in manchen Lehrbüchern der Behauptung, dass bei Verwendung einfacher Prismen die Annahme möglichst grosser brechender Winkel stets von Vortheil für die Lichtstärke sei.

Eine weitere Untersuchung[2]) über die Helligkeit des von einfachen Prismen entworfenen Spektrums rührt von Krüss her. Er führte den Nachweis, dass die Aufstellung der Prismen im Minimum der Ablenkung, die ja für die Reinheit des Spektrums so wichtig ist, auch für dessen Helligkeit am vortheilhaftesten sei.

Ueber den Lichtverlust in *Compound*-Prismen[3]) scheinen noch keine näheren Untersuchungen angestellt worden zu sein, es wird vielmehr allgemein angenommen, dass dieselben den einfachen Prismen erheblich an Lichtstärke überlegen seien. Als Grund hierfür wird angegeben, dass man ein *Compound*-Prisma, bei welchem der Lichtstrahl nur zweimal die Grenze zwischen Luft und Glas zu passiren hat, so konstruiren kann, dass es dieselbe Dispersion ergiebt, wie zwei einfache 60°-Prismen, bei

[1]) *On the comparative efficiency of different forms of the spectroscope. Amer. Journ. of Science (2)* **45.** *S. 301. 1868.*

[2]) Ueber Spektralapparate mit automatischer Einstellung. *Diese Zeitschr.* **5.** *S. 181. 1885.*

[3]) Es möge beiläufig bemerkt werden, dass die weit verbreitete Bezeichnung der gewöhnlichen *Compound*-Prismen (eine gleichwerthige deutsche Bezeichnung für diese Prismengattung ist leider nicht vorhanden), bei welchen ein stark dispergirendes Prisma mit grossem brechenden Winkel zwischen zwei spitzwinklige Prismen von geringer Dispersion eingeschlossen ist, als „Rutherfurd-Prismen" historisch nicht begründet ist. Der Gedanke zur Konstruktion derartiger Prismen und auch deren erste Ausführung rührt von Browning her. Rutherfurd gab ein weniger gebräuchliches fünftheiliges Prisma an. Vgl. *Monthly Notices* **31.** *S. 203. 1871.*

denen der starke Lichtverlust durch Reflexion an der Grenze von Luft und Glas viermal stattfindet. Allein der hierdurch erzielte Lichtgewinn ist wohl überschätzt worden, und eine Durchrechnung zeigt, dass die durch Aufgeben des beim 60^0-Prisma gerade besonders günstigen Einfallswinkels sowie durch die starke Vermehrung der Glasdicke namentlich bei den Strahlen kürzerer Wellenlänge bedingten Lichtverluste den genannten Gewinn gänzlich aufheben.

Während es beim einfachen Prisma noch gelingt, durch eine nicht allzu komplizirte Formel den Zusammenhang zwischen der Helligkeit des Spektrums, der Dispersion und dem brechenden Winkel darzustellen, wird beim *Compound*-Prisma der entsprechende Ausdruck ganz unübersichtlich. Es ist nicht möglich, durch eine einzige Formel die Intensität des Spektrums, welches ein *Compound*-Prisma aus beliebigen Glassorten mit beliebigen brechenden Winkeln und beliebiger Dispersion liefert, so auszudrücken, dass man dann im Stande wäre, durch Diskussion jener Formel die für die Helligkeit günstigsten Bedingungen aufzusuchen. Ich habe daher für eine Anzahl verschiedenartiger *Compound*-Prismen, sowie zum Vergleiche auch für Systeme von einfachen Prismen die Dispersion und Lichtstärke streng berechnet und theile die gefundenen Zahlen im Folgenden mit, da dieselben überall, wo nicht Glassorten benutzt werden, die von den meiner Rechnung zu Grunde gelegten zu stark abweichen, als Anhalt dienen können.

Zunächst stelle ich alle zur Rechnung nöthigen Formeln zusammen, deren Ableitung so einfach ist, dass ich sie hier wohl nicht zu geben brauche.

Es sei

Q der Durchmesser des eintretenden Lichtbündels,
J der Einfallswinkel,
R der Brechungswinkel,
A die Ablenkung des Lichtstrahls,
D die Dispersion für 1 $\mu\mu$ Wellenlängenunterschied,
S die Seitenlänge eines Prismas,
B die Basislänge eines Prismas,
c der Absorptionskoeffizient des Glases für 1 *mm* Dicke,
n der Brechungsexponent für den im Minimum der Ablenkung durchgehenden Strahl,
dn, dJ, dR, die Aenderungen der entsprechenden Grössen für einen Wellenlängenunterschied von 1 $\mu\mu$,
b der brechende Winkel beim einfachen Prisma,
i der brechende Winkel des Flintglases } beim *Compound*-Prisma,
a der brechende Winkel des Crownglases } beim *Compound*-Prisma,
m die Anzahl der Prismen.

Beim *Compound*-Prisma sollen alle Angaben, die sich auf die äusseren (Crown-) Prismen beziehen, den Index a, die auf das innere Prisma bezüglichen den Index i bekommen, während J und R für den Durchgang durch die einzelnen Flächen die Indizes 1 und 2 beim einfachen, 1 bis 4 beim *Compound*-Prisma erhalten.

Formeln für das einfache Prisma.

Strahlengang:

$$(J_2 = R_1\,,\ R_2 = J_1)$$

$$R_1 = \frac{b}{2}$$

$$\sin J_1 = n \sin R_1$$

Dimensionen: $S = \frac{Q}{\cos J_1}$

$B = 2 S \sin \frac{b}{2}$

Ablenkung: $A = 2 J_1 - b$

Dispersion: $D = d R_2 = \frac{2}{n} \operatorname{tg} J_1 \, dn - d J_1$

Lichtstärke: $H = \frac{c^B - 1}{B \log c} (H_1 + H_2)$,

wobei

$$H_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin 2 J_1 \sin 2 R_1}{\sin^2 (J_1 + R_1)} \right)^2$$

$$H_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin 2 J_1 \sin 2 R_1}{\sin^2 (J_1 + R_1) \cos^2 (J_1 - R_1)} \right)^2 .$$

H_1 und H_2 sind die Intensitäten des senkrecht und des parallel zur brechenden Kante polarisirten Lichtes, wenn man die Intensität des einfallenden Lichtes gleich 1 setzt[1]).

Formeln für das *Compound*-Prisma.

Strahlengang: $(J_3 = R_2, \; R_3 = J_2, \; J_4 = R_1, \; R_4 = J_1)$

$R_2 = \frac{i}{2}$

$\sin J_2 = \frac{n_i}{n_a} \sin R_2$

$R_1 = J_2 - a$

$\sin J_1 = n_a \sin R_1$

Dimensionen: $S_a = \frac{Q}{\cos J_1}$

$B_a = \frac{S_a}{\cos J_2} \sin a$

$S_i = \frac{S_a}{\cos J_2} \cos R_1$

$B_i = 2 S_i \sin \frac{i}{2}$

Ablenkung: $A = 2 (J_1 - R_1 + J_2 - R_2)$

Dispersion: $D = d R_4 = \frac{2 \cos R_1 \sin R_2}{\cos J_1 \cos J_2} dn_i - \frac{2 \sin a}{\cos J_1 \cos J_2} dn_a - d J_1$

Lichtstärke: $H = \left(\frac{c_a^{B_a} - 1}{B_a \log c_a} \right)^2 \left(\frac{c_i^{B_i} - 1}{B_i \log c_i} \right) (H_1 + H_2)$,

wobei

$$H_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin 2 J_1 \sin 2 R_1}{\sin^2 (J_1 + R_1)} \right)^2 \left(\frac{\sin 2 J_2 \sin 2 R_2}{\sin^2 (J_2 + R_2)} \right)^2$$

$$H_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin 2 J_1 \sin 2 R_1}{\sin^2 (J_1 + R_1) \cos^2 (J_1 - R_1)} \right)^2 \left(\frac{\sin 2 J_2 \sin 2 R_2}{\sin^2 (J_2 + R_2) \cos^2 (J_2 - R_2)} \right)^2 .$$

Meinen Rechnungen habe ich die Gläser zu Grunde gelegt, aus denen die *Compound*-Prismen des in den *Publ. des Astrophys. Obs. 7.* beschriebenen Spektrographen hergestellt sind; es muss besonders bemerkt werden, dass das Flintglas sehr durchsichtig und wenig gefärbt ist. Die beiden Glassorten stammen aus dem Glaswerk von Schott & Gen. in Jena und führen in deren Preisliste die Bezeichnungen O. 102

[1]) Die Ableitung dieser bekannten Formeln für H_1 und H_2 findet man z. B. in Winkelmann's Handbuch der Physik. 2. Bd. Abth. I. *S. 751.*

(schweres Silikat-Flint) und O. 144 (Boro-Silikat-Crown). Um den Differentialquotienten des Brechungsexponenten $dn/d\lambda$ zu bestimmen, wurden dem genannten Preisverzeichniss (Juli 1886) die Brechungsexponenten für drei Strahlen entnommen. Es sind die Werthe

	O. 102	O. 144
für D	1,6489	1,5100
F	1,6626	1,5156
H_γ	1,6744	1,5201.

Durch Anschluss an diese Zahlen ergaben sich für die beiden Glasarten die Dispersionsformeln[1])

$$\text{für O. 102} \quad n = 1{,}6122 + \frac{13{,}91}{\lambda - 210{,}2}$$

$$\text{für O. 144} \quad n = 1{,}4934 + \frac{6{,}85}{\lambda - 176{,}5},$$

aus denen sich dann für die Stelle $\lambda = 434{,}0$ die Werthe

$$\text{für O. 102} \quad dn = -0{,}000\,277\, d\lambda$$

$$\text{für O. 144} \quad dn = -0{,}000\,103\, d\lambda$$

ergaben.

I. Einfache Prismen.

b	S	B	m	A	D	log H
30°	38,8 *mm*	20,1 *mm*	1	21° 21,8′	32,8″	9,9148
			2	42 43,6	65,6	9,8302
			3	64 5,4	98,5	9,7461
			4	85 27,2	131,3	9,6625
			5	106 49,0	164,1	9,5795
45	45,6	34,9	1	34 41,9	57,0	9,8906
			2	69 23,8	113,9	9,7849
			3	104 5,7	170,9	9,6829
			4	138 47,6	227,8	9,5844
			5	173 29,5	284,8	9,4891
55	55,2	51,0	1	46 16,6	83,2	9,8578
			2	92 33,2	166,4	9,7274
			3	138 49,8	249,6	9,6079
			4	186 6,4	332,8	9,4980
			5	231 23,0	416,0	9,3961
60	64,0	64,0	1	53 41,5	104,5	9,8262
			2	107 23,0	208,9	9,6737
			3	161 4,5	313,4	9,5397
			4	214 46,0	417,9	9,4203
			5	268 27,5	522,4	9,3117
63	72,3	75,5	1	59 3,7	123,3	9,7952
			2	118 7,4	246,6	9,6213
			3	177 11,1	369,8	9,4723
			4	236 14,8	493,1	9,3414
			5	295 18,5	616,4	9,2226
65	80,2	86,2	1	63 13,7	140,6	9,7647
			2	126 27,4	281,3	9,5694
			3	189 41,1	421,9	9,4046
			4	252 54,8	562,6	9,2598
			5	316 8,5	703,2	9,1272

[1]) J. Hartmann, Ueber eine einfache Interpolationsformel für das prismatische Spektrum. *Publ. des Astrophys. Obs. zu Potsdam* **12.** *Nr. 42;* vgl. auch *diese Zeitschr.* **19.** *S. 57. 1899.*

II. *Compound*-Prismen.

i	a	S_i	B_i	S_a	B_a	m	A	D	$\log H$
80°	8°	98,8 *mm*	127,0 *mm*	87,4 *mm*	17,2 *mm*	1	68° 48,8′	186,4″	9,6908
						2	137 37,6	372,9	9,4132
	10	83,3	107,1	71,9	17,7	1	61 44,6	153,4	9,7488
						2	123 29,1	306,8	9,5172
	12	74,4	95,6	62,7	18,5	1	56 6,7	133,7	9,7797
						2	112 13,5	267,4	9,5720
	15	66,2	85,1	54,0	19,8	1	49 14,5	114,9	9,8047
						2	98 29,1	229,8	9,6162
	20	58,7	75,5	45,8	22,2	1	40 12,9	96,3	9,8228
						2	80 25,9	192,5	9,6481
90	15	101,9	144,1	79,2	32,7	1	67 30,7	195,6	9,6666
						2	135 1,4	391,2	9,3591
	20	77,4	109,4	56,7	30,9	1	53 43,6	141,0	9,7538
						2	107 27,2	282,0	9,5165
	25	67,5	95,4	47,2	31,8	1	44 9,7	117,2	9,7815
						2	88 19,5	234,5	9,5665
100	20	137,2	210,3	92,9	59,2	1	75 43,7	271,4	9,5196
						2	151 27,4	542,7	9,0770
	25	95,5	146,3	60,8	47,9	1	59 42,9	180,8	9,6758
						2	119 25,8	361,5	9,3642

Die Absorptionskoeffizienten wurden durch Mittelbildung aus den Messungen von H. C. Vogel, Müller und Wilsing gewonnen[1]), deren Beobachtungen zwar nicht an dem Glase der obengenannten Prismen, aber doch an nahezu damit identischen Glassorten ausgeführt wurden. Ich habe für Licht von der Wellenlänge $\lambda = 434{,}0\ \mu\mu$ die Absorptionskoeffizienten 0,53 bezw. 0,72 angenommen, die sich auf eine Glasdicke von 100 *mm* beziehen. Hieraus folgt für 1 *mm* Glasdicke

für O. 102 $\log c = 9{,}997\,2428$,
für O. 144 $\log c = 9{,}998\,5733$.

Mit diesen optischen Konstanten wurden nun die folgenden Prismensysteme für 35 *mm* Querschnitt des eintretenden Lichtbündels so berechnet, dass sich immer der Strahl H_γ im Minimum der Ablenkung befindet. Die einfachen Prismen sind für das Flintglas O. 102 gerechnet.

Um einen klaren Ueberblick über die Beziehung zwischen der Dispersion und Lichtstärke der verschiedenen Prismensysteme zu geben, habe ich die Werthe von D und $\log H$ in Fig. 2 graphisch dargestellt. Die Systeme von einfachen Prismen sind durch ausgezogene, die *Compound*-Prismen durch gestrichelte Kurven bezeichnet. Die beigeschriebenen Zahlen sind die brechenden Winkel in Graden.

Auf einen Blick erkennt man, dass, abgesehen von den ganz geringen Dispersionen, die nur durch ein einzelnes Prisma mit einem Winkel von weniger als 60° zu erhalten sind, die einfachen Prismen mit einem brechenden Winkel von etwa 59° bis 64° für jede Dispersion die grösste Lichtstärke ergeben, indem für diese die Kurvenpunkte immer am höchsten liegen. Wird beispielsweise eine Dispersion von 250″ für $d\lambda = 1\ \mu\mu$ in der Gegend von H_γ verlangt, so kann man das auf die folgenden Arten erreichen:

[1]) H. C. Vogel, Die Lichtabsorption als maassgebender Faktor bei der Wahl der Dimensionen des Objektivs für den grossen Refraktor des Potsdamer Observatoriums. *Sitzungsber. d. Berl. Akad.* **35.** *S. 1219. 1896.*

2 einfache Prismen von etwa 63° brech. Winkel geben die Lichtstärke 0,413
3 „ „ „ „ 55° „ „ „ „ „ 0,405
2 *Comp.*-Prismen von 80° und 13° „ „ „ „ „ 0,391
4 einfache Prismen von etwa 47° „ „ „ „ „ 0,368
1 *Comp.*-Prisma von 100° und 21° „ „ „ „ „ 0,362
2 *Comp.*-Prismen von 90° und 23° „ „ „ „ „ 0,355
5 einfache Prismen von etwa 41° „ „ „ „ „ 0,327.

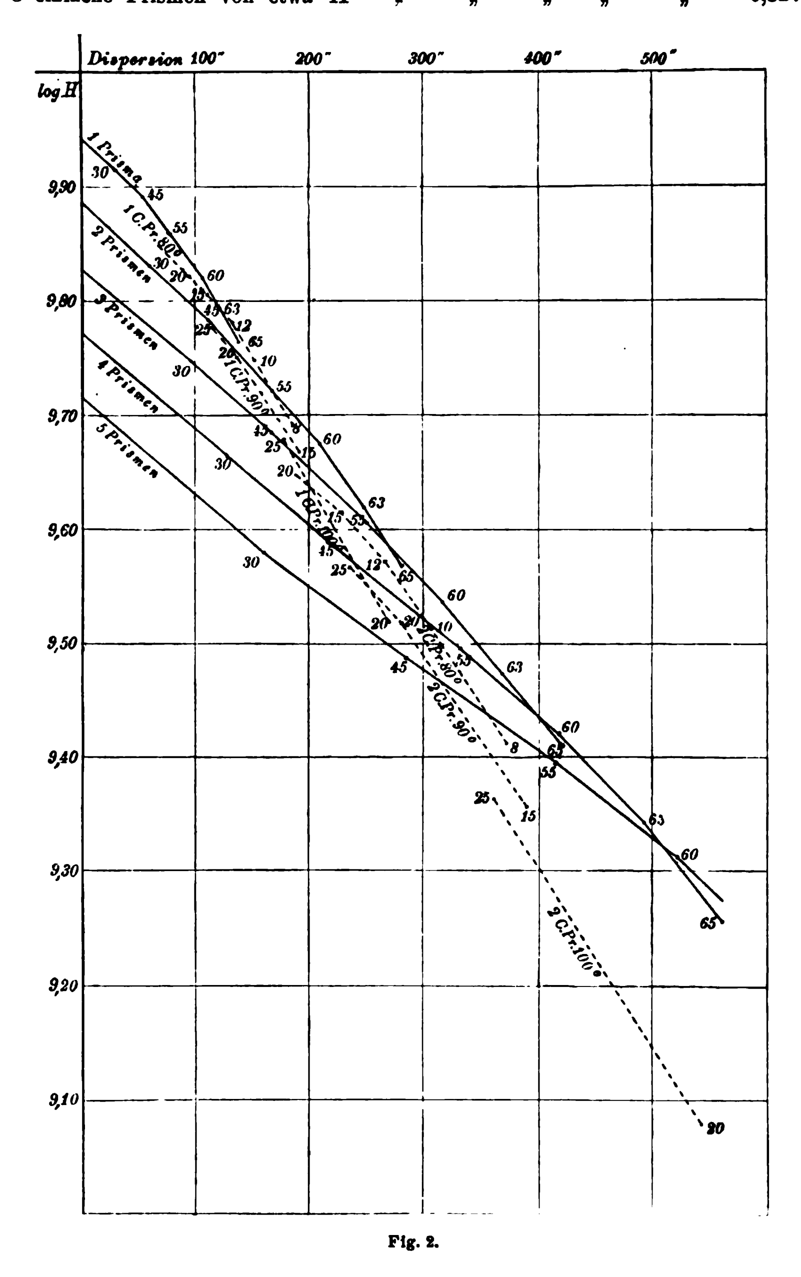


Fig. 2.

Auf dieselbe Weise kann man für jede andere Dispersion aus der Kurventafel die geeigneten Prismensysteme und ihre Lichtstärke ablesen. Ich muss hier besonders hervorheben, dass die *Compound*-Prismen, während sie für schwache Dispersion den einfachen Prismen eben an Lichtstärke gleichkommen, gerade für sehr grosse Dispersionen immer ungünstiger werden. Legt man nämlich an alle Kurven der ein-

fachen Prismen eine Art gemeinsamer Tangente, so fällt dieselbe bedeutend weniger steil ab als die entsprechende Linie für die *Compound*-Prismen. Es hängt dies damit zusammen, dass bei der günstigsten Form der einfachen Prismen das Licht vollkommen polarisirt wird, sodass von seiner Intensität durch die Reflexionen nie mehr als die Hälfte vernichtet werden kann; hat ein System derartiger Prismen den Lichtstrahl nahezu vollständig polarisirt, so ist der bei Vermehrung der Prismenzahl eintretende Lichtverlust durch Reflexion fast gleich Null. Bei den *Compound*-Prismen lässt sich dieser günstige Umstand nicht verwerthen, da bei denselben immer zwei verschiedene Einfallswinkel vorkommen.

Mag sich nun vielleicht für irgend eine andere Stelle des Spektrums die Lichtstärke der *Compound*-Prismen ein wenig günstiger ergeben, so geht aus dem Vorstehenden doch mit Sicherheit hervor, dass im Bereiche der photographisch wirksamsten Strahlen die *Compound*-Prismen den einfachen Prismen durchaus nicht an Lichtstärke überlegen sind; auch im optischen Theile des Spektrums wird man, eventuell noch bei Verwendung anderer Glassorten, erst durch die Rechnung nachweisen müssen, ob denn für einen gegebenen Fall das *Compound*-Prisma überhaupt einen Lichtgewinn, der sicher nicht gross sein kann, mit sich bringt. Berücksichtigt man nun noch, dass sich bei hart verkitteten *Compound*-Prismen durch Temperaturschwankungen stets Spannungen ergeben müssen, welche die Güte des Bildes beeinträchtigen, sowie auch, dass bei den grösseren Einfallswinkeln, die am Flintglas der *Compound*-Prismen stattfinden, Fehler der Flächen von grösserem Einflusse sind, so kommt man zu dem Schlusse, dass derartige Prismen zur Konstruktion von Spektrographen für lichtschwache Objekte durchaus nicht mit Vortheil zu verwenden sind, zumal wenn die Apparate, wie es bei den Sternspektrographen der Fall ist, bei sehr verschiedenen Temperaturen anwendbar bleiben sollen. Da man bei der Herstellung von *Compound*-Prismen nicht selten zur Steigerung der Dispersion besonders schwere, stark gelbgefärbte Flintglassorten verwendet, so will ich hier nur bemerken, dass solche Prismen für Spektrographen ganz unzulässig sind, da derartiges Flintglas einen grossen Theil der photographisch wirksamen Lichtstrahlen vollständig abschneidet.

Auf Grund der vorstehenden Untersuchung konnte es keinem Zweifel mehr unterliegen, dass zur Konstruktion der neuen Sternspektrographen für das Astrophysikalische Observatorium nur einfache Flintprismen von nahe 60° brechendem Winkel in Frage kommen konnten. Da sich die Dispersion (397,4″ für 1 $\mu\mu$) des früheren Spektrographen zur Bestimmung von Sternbewegungen im Visionsradius durchaus bewährt hatte, so wurde auch für den grösseren der neuen Apparate, der die Bezeichnung Spektrograph Nr. III führt, eine ähnliche Dispersion in Aussicht genommen. Aus der graphischen Darstellung folgte nun sofort, dass diese Forderung bei fast gänzlich gleicher Lichtstärke auf zwei Wegen zu erfüllen war: entweder durch drei Prismen von rund 64°, oder durch vier Prismen mit etwa 59° brechendem Winkel. Nun beträgt aber die Ablenkung des Lichtstrahls bei den erstgenannten Prismen etwa 184°, bei den letztgenannten 208°, und da sich bei 180° Ablenkung gerade eine besonders einfache Konstruktionsform ergiebt, so wurde für Spektrograph Nr. III ein System von drei Prismen aus dem Flintglase O. 102 gewählt. Die brechenden Winkel wurden nunmehr so berechnet, dass der Strahl H_γ eine Ablenkung von genau 180° erfährt; aus dieser Bedingung ergab sich der Prismenwinkel zu 63°28′, und die Firma C. A. Steinheil Söhne hat die Aufgabe, den drei Prismen diesen Winkel zu geben, mit einer höchst anerkennenswerthen Genauigkeit erfüllt. Die Untersuchung der Prismen ergab nämlich folgende Werthe des brechenden Winkels:

Prisma Nr. 1	$b = 63^\circ\ 28'\ 17{,}13''$
2	63 26 55,47
3	63 27 26,37 .

Der Brechungsexponent für H_γ hat für die drei Prismen genau übereinstimmend den Werth 1,67435, sodass bei der Einstellung auf das Minimum der Ablenkung für H_γ die Lichtstärke des Systems ihr Maximum bei einem Prismenwinkel von $61^\circ 42'$ erreichen würde. Wie man sieht, ist bei dem erwähnten Spektrographen dieser günstigste Werth sehr nahe eingehalten worden, und die geringfügige Abweichung von jenem Werthe ist gänzlich belanglos.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

Ueber die Masse eines Kubikdezimeter Wasser.

Von Ch. Fabry, J. Macé de Lépinay und A. Pérot. *Compt. rend.* **129.** *S. 709. 1899.*

In einer früheren Mittheilung (vgl. *diese Zeitschr.* **15.** *S. 227. 1895*) hat Macé de Lépinay eine Methode auseinandergesetzt, um die Dimensionen eines parallelepipedischen Körpers in Wellenlängen auszuwerthen. Der Körper sollte dann ferner in Wasser volumenisirt werden und auf diese Weise eine Beziehung zwischen dem Kilogramm und seinem Definitionswerth liefern. Die Methode stiess indessen insofern auf Schwierigkeiten, als der benutzte Quarzwürfel von etwa 4 *cm* Kantenlänge keineswegs von vollkommen ebenen Flächen begrenzt war. Man war deshalb genöthigt, den Verlauf der Flächenunregelmässigkeiten näher zu studiren, insbesondere für jedes Flächenpaar die Linien gleicher Dicke zu fixiren und daraus mit Hülfe des Planimeters die mittlere Dicke abzuleiten. Diese Aufgabe lösten die Verf. in folgender Weise.

Sei $A\,A'$ das zu untersuchende Flächenpaar. Die Oberflächen sind schwach versilbert und befinden sich in sehr geringer Entfernung von den ebenen Flächen B und B' zweier Glasscheiben von 6 *cm* Durchmesser, welche gleichfalls schwach versilbert sind. Sämmtliche Theile dieses Systems sind grob und fein gegen einander verstellbar.

Sind nun die Flächen B und B' einander genau parallel, so entstehen, da sowohl zwischen A und B als auch zwischen A' und B' dünne Luftschichten sich befinden, beim Einfall monochromatischen Lichtes zwei Systeme von Interferenzstreifen, welche, auf dieselbe Ebene bezogen, zwei sich schneidende Kurvensysteme darstellen. Die Verbindungslinien der Schnittpunkte sind dann die Linien gleicher Dicke.

Die Verf. haben nun die beiden Streifensysteme auf einer und derselben Platte photographirt. Das erhaltene Bild erlaubte dann ausserordentlich schnell die zur Berechnung der mittleren Dicke nöthigen Unterlagen abzuleiten. Zur Prüfung des Parallelismus der Flächen B und B' liessen die Verf. einfarbiges Licht nacheinander in den vier über den Würfel überragenden Kreissegmenten der Platten B und B' interferiren. Die gegenseitige Lage von B und B' wurde dann so lange justirt, bis die Interferenzkurven in allen vier Segmenten ein symmetrisches Aussehen hatten. Dass die Flächen B und B' selbst eben waren, wurde erkannt, indem man die Platten nach Entfernung des Würfels einander bis fast zur Berührung näherte. Die Photographie der dann entstehenden Interferenzstreifen hätte Korrektionen für die Messung der Dicke des Quarzwürfels an den verschiedenen Stellen ergeben. Doch zeigte sich, dass die Korrektionen kleiner als die Beobachtungsfehler waren.

Aus den Messungen ergab sich das Volumen des Quarzwürfels zu 61,75136 Kubikzentimeter. Andererseits war das Volumen durch Wägung gleich 61,75004 Milliliter gefunden worden. Somit ist die Masse von 1000 *ccm* Wasser bei 4°

$$999{,}9786\ g = 1\ kg - 21{,}4\ mg.$$

Die Genauigkeit dieses Resultates beträgt einige Milligramm. Es stimmt gut mit dem von Chappuis nach der Methode von Michelson ermittelten Werthe

1 *kg* — 24 *mg*

überein. Die Differenz erklärt sich daraus, dass der von den Verf. benutzte Quarzwürfel nicht durchweg gut geschliffen war. *Schl.*

Ueber absolute Bestimmungen der Wärmestrahlung mit dem elektrischen Kompensationspyrheliometer.

Von Knut Ångström. *Wied. Ann.* **67.** *S. 633. 1899.*

Schon bei ihrem ersten Bekanntwerden, vor etwas mehr als einem Dezennium, hat die originelle physikalische Methode[1]) K. Ångström's für die absolute Bestimmung von Strahlungsintensitäten das weitgehendste Interesse erregt. Anfangs der 90-er Jahre folgten dann die Versuche mit einer weiteren Methode und die Konstruktion des darauf basirenden elektrischen Kompensationspyrheliometers, welches die früheren Instrumente in Bezug auf Empfindlichkeit und besonders Handlichkeit noch bedeutend übertraf und sich seither in sechsjährigem Gebrauche so vollkommen bewährt hat, dass es ebenso gut zur Messung der Sonnenstrahlung wie auch für Bestimmungen schwächerer Wärmequellen im Laboratorium und deswegen auch zur Bestimmung der Bolometer- oder Thermosäulenkonstante verwendbar ist. Das Prinzip des Ångström'schen elektrischen Kompensationspyrheliometers ist kurz das folgende: Von zwei dünnen, möglichst gleichen, einseitig geschwärzten Metallstreifen wird der eine der zu messenden Strahlung ausgesetzt, der andere durch einen Doppelschirm gegen die Strahlung geschützt, aber durch einen elektrischen Strom erwärmt. Wird die Stromstärke nun so regulirt, dass die Erwärmung der beiden Metallstreifen die gleiche ist, was mittels eines auf die Rückseite der Streifen aufgebrachten Thermoelements konstatirt wird, so ist auch die Strahlungsenergie gleich der durch den elektrischen Strom produzirten Wärmemenge. Ist q die Strahlung pro Sekunde und Quadratzentimeter, b die Breite, a das Absorptionsvermögen und r der Widerstand pro Längeneinheit der Streifen, schliesslich i die Stärke des elektrischen Kompensationsstromes, so gilt die Beziehung: $b\,a\,q = \frac{r\,i^2}{4{,}18}$, woraus (für die Sekunde und das Quadratzentimeter) die gesuchte Strahlungsenergie in Gramm-Kalorien resultirt, nämlich

$$q = \frac{r\,i^2}{4{,}18\,b\,a}.$$

Diese Methode hat also, ebenso wie die erste von Knut Ångström angegebene, den grossen Vortheil, dass wir bei ihrer Verwendung besondere Korrektionen für die Wärmeabgabe auf dem Wege der Strahlung, Konvektion und Leitung nicht zu berücksichtigen brauchen, indem bei Temperaturgleichheit der beiden Streifen jene Korrektionen für beide dieselben sind und demzufolge aus der Rechnung wegfallen. Wir haben daher nur ein für alle Mal die Konstanten a, b und r zu bestimmen und dann bei der Strahlungsmessung einfach die Stromstärke i zu beobachten, um die Strahlung in absolutem Maasse zu erhalten. Weil sich aber der Widerstand r der bestrahlten Streifen mit der Temperatur etwas ändert, muss auch diese Aenderung mit in Rechnung gezogen werden.

Die Konstruktion des Ångström'schen Kompensationspyrheliometers wird durch die Figuren 1 bis 3 veranschaulicht. Die beiden Metallstreifen sind in ein Rohr R (Fig. 1) eingesetzt, das mit drei Diaphragmen versehen ist; das Rohr kann durch die beiden Schrauben S_1 und S_2 azimutal und vertikal in jede beliebige Richtung eingestellt werden. Ein Thermometer T lässt die Temperatur im Rohre jeder Zeit bestimmen. Ein kleiner, umlegbarer und doppelwandiger Schirm W', in der vorderen Oeffnung des Rohres befestigt, schützt den einen

[1]) Vgl. das Referat über die Arbeit K. Ångström's „Eine neue Methode zur absoluten Messung der strahlenden Wärme und ein Instrument für die Registrirung der Sonnenstrahlung" in *dieser Zeitschr.* **7.** *S. 106. 1887.*

der Streifen jeweils gegen die zu untersuchende Strahlung. Die hintere Oeffnung des Rohres R ist durch einen Ebonitpfropfen' P geschlossen, der in Fig. 2 besonders abgebildet ist; er trägt die Klemmschrauben K_1 für die Zuleitungen zu den Streifen und die Klemm-

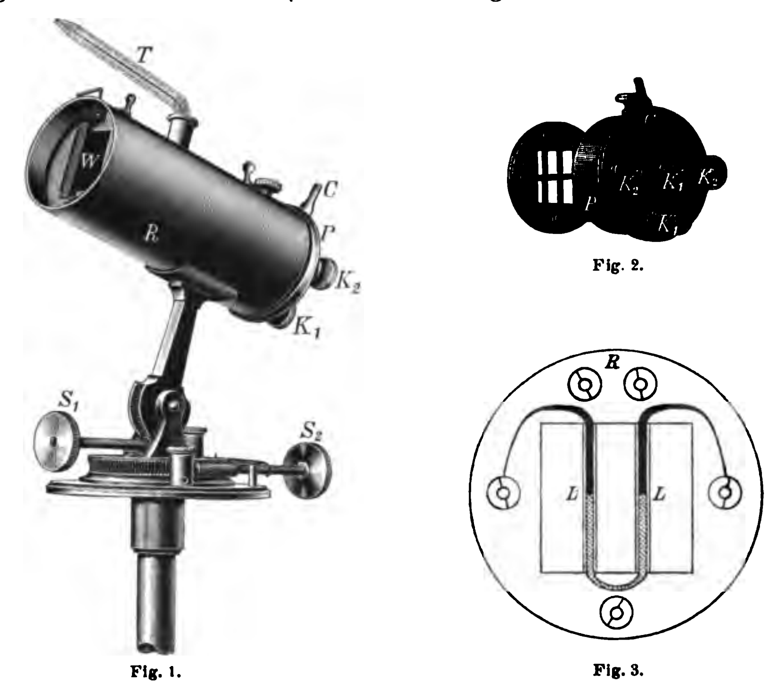


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

schrauben K_2 für das an den Metallstreifen befestigte Thermoelement L L (Fig. 3), nebst einem kleinen Kommutator C, um den Strom zu dem einen oder anderen der Streifen leiten zu können.

Betreffs der Konstantenbestimmung des Apparates, sowie dessen Verwendung zur Messung der Sonnenstrahlung wie auch für Bestimmung schwächerer Wärmequellen im Laboratorium, wofür Ångström verschiedene, sehr bemerkenswerthe Beispiele anführt, welche die Zuverlässigkeit und Handlichkeit der neuen Methode trefflich belegen, müssen wir an dieser Stelle auf die Originalmittheilung verweisen. *J. M.*

Ueber die Messung tiefer Temperaturen.

Von A. Ladenburg und C. Krügel. *Ber. d. Deutsch. chem. Ges.* ***32.*** *S. 1818. 1899.*

Mittels eines Wasserstoffthermometers und eines Thermoelements werden eine Reihe von Schmelz- und Siedepunkten in tiefen Temperaturen bis zum Siedepunkt der flüssigen Luft bestimmt. Die Verfasser sind der Meinung, dass die mitgetheilten Zahlen auf 1 bis 2 Grade richtig sind. Es lassen sich jedoch gegen ihre Messungen eine Reihe von gewichtigen Bedenken erheben. Denn abgesehen davon, dass die Verfasser weder über das Material des von ihnen benutzten Thermoelements noch über die Temperatur seiner zweiten Löthstellen eine nähere Angabe machen, benutzen sie erstens zur Bestimmung der elektromotorischen Kraft desselben lediglich einen Spannungsmesser, wie es scheint, ohne eine Korrektion wegen des Widerstands des Elements anzubringen. Sodann wird als gasthermometrischer Apparat das von Lothar Meyer veränderte Bottomley'sche Luftthermometer in Anwendung gebracht, ein Instrument, welches wenig mehr als nur orientirende Resultate liefert, und nach den von L. Meyer selbst mitgetheilten Zahlen schon bei den Fundamentalpunkten (0°, 100°) Fehler von $\pm 2°$ zulässt; auch hier geben die Verfasser über Grösse und Material des Gasgefässes sowie über den Einfluss des sog. schädlichen Raumes keine Mittheilung.

Im Uebrigen ist gegenüber den elektrischen Messungen der Verfasser insofern die grösste Vorsicht geboten, als sie selbst angeben, „dass bisweilen aus uns unbekannten

Gründen Störungen an dem Thermoelemente resp. an dem Galvanometer vorhanden sind, sodass das letztere unrichtige Zahlen liefert" .... Nach Ansicht des Ref. darf mit derartigen entweder minderwerthigen oder falsch behandelten Instrumenten, welche bisweilen unrichtige Zahlen liefern, eine physikalische Präzisionsmessung überhaupt nicht ausgeführt werden.

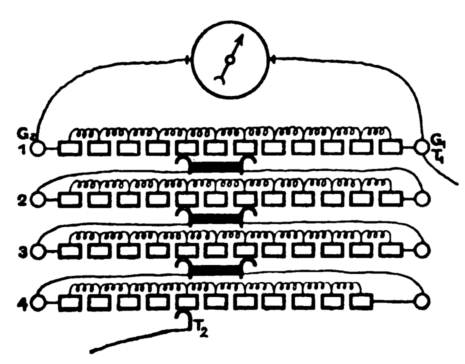
Ueber die auf diese Weise erhaltenen Resultate ist zu bemerken, dass sie von denen andrer Beobachter ganz erheblich abweichen. So geben für den Schmelzpunkt des Aethers Holborn und Wien $-117,6^0$, Olczewski $-117,4^0$ an, während die Verfasser $-112,6^0$ gemessen haben; die Abweichungen gegen die Holborn und Wien'schen Messungen betragen bis über 10%, und zwar liegen die von den Verfassern angegebenen Werthe sämmtlich zu hoch, was sich leicht durch Nichtberücksichtigung einer oder mehrerer der erwähnten Korrektionsgrössen erklären lässt.

Für die in Aussicht gestellte Fortsetzung der Arbeit dürfte nach Ansicht des Ref. eine gründliche Revision der Apparate und Messmethoden unbedingt nothwendig sein. *Rt.*

Ein Universal-Nebenschlusswiderstand für Galvanometer.

Von H. W. Sullivan. *The Electrician* **43.** *S. 197. 1899.*

Der Universal-Nebenschlusswiderstand von Sullivan enthält vier Reihen von Widerständen. Die erste Reihe besteht aus 11 Rollen zu je 1000 *Ohm*, die zweite aus 11 Rollen zu je 200 *Ohm*, die dritte aus 11 Rollen zu je 40 *Ohm* und die vierte aus 10 Rollen zu je 8 *Ohm*. Auf jeder der drei ersten Reihen gleitet ein aus zwei von einander isolirten Schleiffedern bestehendes Kontaktstück (s. d. Figur), sodass die Federn zwei Widerstandsrollen überspannen.



Die Federn sind mit den Enden der nächsten Reihe durch Drähte verbunden. Auf der vierten Reihe schleift nur eine einzelne Feder. Der Hauptstrom ist in T_1 T_2 angelegt.

Der Gesammtwiderstand der Reihe 4 beträgt 80 *Ohm* und ist parallel geschaltet zu 2 Rollen der Reihe 3, d. h. 80 *Ohm*. Der Gesammtwiderstand der Reihe 3 mit dem Nebenschluss 4 beträgt also $10 \times 40 = 400$ *Ohm*. Folglich hat die zweite Reihe mit ihren Nebenschlüssen den Gesammtwiderstand $10 \times 200 = 2000$ *Ohm* und der Gesammtwiderstand zwischen G_1 und G_2 ist 10000 *Ohm*. Wie leicht ersichtlich, giebt dann die erste Reihe die Tausender, die zweite die Hunderte, die dritte die Zehner und die vierte die Einer des Nebenschlusswiderstandes zum Galvanometer, und zwar hat man in jeder Reihe die Zahl der Rollen von der rechten Seite bis zum ersten Kontaktstück abzuzählen. Auf den Kontaktstücken sind Zahlen angebracht, sodass man direkt die Grösse des Nebenschlusswiderstandes ablesen kann. 10000 dividirt durch diese Zahl ist dann der Reduktionsfaktor für den betreffenden Nebenschluss.

Ausserdem enthält der Kasten noch einen Widerstand von 100000 *Ohm* für Potentialmessungen mit direktem Ausschlag. *E. O.*

Ein neuer Apparat zur objektiven Darstellung der Momentanwerthe von Wechselstromkurven.

Von W. Peukert. *Elektrotechn. Zeitschr.* **20.** *S. 622. 1899.*

Will man mit dem Joubert'schen Augenblickskontakt eine Wechselstromkurve aufnehmen, so kann man eine Vorrichtung anbringen, durch welche dieser Kontakt selbstthätig langsam verschoben wird. Peukert beschreibt eine derartige selbstthätige Verschiebung der Kontaktbürste durch ein Rädervorgelege, wie sie im Prinzip zuerst von Sahulka angegeben worden ist. Das Rad R_1 sitzt auf der Achse O_1 der Wechselstrommaschine und greift in das Rad R_2, welches mit R_3 auf derselben Achse befestigt ist. R_3 greift in das Rad R_4,

auf dessen Achse eine Scheibe S aus Stabilit sitzt, in welche der Augenblickskontakt C eingelassen ist. Es haben R_1 und R_3 n Zähne, R_2 $n+1$ Zähne, R_4 $n-1$ Zähne. In der Zeit, in welcher R_1 n^2-1 Umdrehungen macht, führt daher R_2 $(n^2-1)\cdot\frac{n}{n+1}=n\,(n-1)$ Umdrehungen aus und ebenso R_4 $n\,(n-1)\cdot\frac{n}{n-1}=n^2$ Umdrehungen. Das Rad R_4 läuft daher etwas schneller als R_1 und die Phase, in welcher der Kontakt erfolgt, wird langsam verschoben. Es sei z. B. für eine 8-polige Maschine, welche 720 Umdrehungen in der Minute macht, $n=160$ gewählt. Es macht dann in der Zeit, in welcher die Maschine 25599 Umdrehungen macht, die Kontaktscheibe 25600; dies geschieht in $25600:720=35{,}5$ Minuten. Da einer vollen Umdrehung 4 Perioden entsprechen, so werden innerhalb $35{,}5:8=4{,}5$ Minuten die Phasen einer Halbperiode durchlaufen. *E. O.*

Neu erschienene Bücher.

K. Zelbr, Die Bahnbestimmung der Planeten und Kometen. 8⁰. 125 S. mit 12 Figuren im Text. Breslau, E. Trewendt 1896.

Das Werkchen, ein Sonderabdruck aus dem grossen *Valentiner'schen Handwörterbuch der Astronomie*, lehrt die Berechnung der von den Planeten und Kometen um die Sonne beschriebenen Bahnen aus den Beobachtungen. Von dem in Bahnbestimmungen äusserst bewanderten Verfasser war es nicht anders zu erwarten, als dass er den Astronomen ein recht brauchbares Werk liefern würde. Zunächst wird abgeleitet, dass ein Körper, der von einem andern nach dem Newton'schen Gravitationsgesetz angezogen wird, nothwendigerweise entweder in einer elliptischen, im speziellen Fall in einer kreisförmigen, oder parabolischen oder hyperbolischen Bahn laufen muss, je nachdem seine Geschwindigkeit kleiner, gleich oder grösser als ein gewisser von der Entfernung und der Masse des anziehenden Körpers abhängiger Werth ist. Es folgt dann die Bestimmung der Bahnen, wenn drei Beobachtungen — die geringste dazu nöthige Zahl — vorliegen und hierauf die Verbesserung der so gefundenen Bahnelemente auf Grund der sonst noch vorhandenen Beobachtungen.

Die recht gut gegliederte Disposition des Werkes würde besser zu erkennen sein, wenn Verfasser durch Zusammenstellung der Ueberschriften der Haupt- und Unterabtheilungen eine kurze Inhaltsangabe beigefügt hätte. Als Referent diese Zusammenstellung machte, vermisste er unter den acht Abschnitten einen Abschnitt II. Wahrscheinlich sollte der Abschnitt über die Bahnbestimmung eines Himmelskörpers ohne Voraussetzung über die Exzentrizität, welcher jetzt als erster Abschnitt bezeichnet ist, der zweite sein und die Einleitung, die keine Nummer trägt, der erste. *Kn.*

G. v. Bezold, Wissenschaftliche Instrumente im Germanischen Museum. I. Geometrische Instrumente. 69 S. Lex. 8⁰. Nürnberg 1899.

Rasch hat der verdiente Direktor des Germanischen Museums die Publikation über geodätische und geometrische Instrumente, von der bereits hier die Rede war (*diese Zeitschrift* ***19.*** *S. 218. 1899*) vervollständigt und in einer Separat-Ausgabe erscheinen lassen. Die zwei neuen Abschnitte haben die Spiegelinstrumente und die Instrumente zum Auftragen von Lageplan-Aufnahmen oder überhaupt von geometrischen Zeichnungen (Zirkel, Regeln und Winkelauftraginstrumente) zum Gegenstand. Von Spiegelinstrumenten wird ein Hadley'scher Oktant (früher bekanntlich, wie so viele andere Instrumente, als Quadrant bezeichnet) aus etwa 1760 (Transversalenablesung auf 2′, Zielung ohne Fernrohr) beschrieben und abgebildet; es ist die bekannte Form mit hölzernem Körper, Theilung auf Bein, nur Fassungen der Spiegel u. s. f. und Schrauben aus Messing; ferner werden noch zwei andere Oktanten und ein Sextant von Gambey aus dem Anfang des 19. Jahrhunderts beschrieben. Bei den Zeicheninstrumenten werden verschiedene Zirkel, ferner besonders Halbirzirkel und überhaupt Proportionalzirkel oder Reduktionszirkel, denen unsere Vorfahren so viele verschiedene Formen gegeben haben, vorgeführt. Andere ebenfalls so genannte Proportionalzirkel von Galilei, Jost Bürgi u. A., waren bekanntlich zunächst *Rechnungs*-Apparate, etwa für

die Zwecke, zu denen wir heute den gewöhnlichen Rechenschieber oder besonders eingerichtete Rechenschieber u. dgl. verwenden. Die Zahl der auf jenen alten Instrumenten vereinigten Skalen war oft beträchtlich, z. B. zeigt der abgebildete, aus dem 17. Jahrhundert stammende (Galilei'sche) Proportionalzirkel auf der Vorderseite ausser der *Linea arithmetica* (zur Ausführung der vier Spezies) und der *Linea geometrica* (zur Ausziehung der Quadratwurzel und zur Flächenvergleichung einander ähnlicher Figuren) noch fünf andere Skalen, nämlich die *Linea graduum quadrantis*, die *L. circuli dividendi* (oft auch *polygonica* genannt), die *Linea cubica*, die *L. rectae dividendae*, die *L. metallica*, die *L. musica* (im umgekehrten Verhältniss der Schwingungszahlen der Töne und Halbtöne der Oktave eingetheilt) und die *L. fortificatoria*; auf der Rückseite finden sich die *L. corporum sphaerae inscribendorum* und die *L. reducendorum planorum et corporum*, ferner Vergleichung der Längenmaasse von 8 Städten und Ländern, während die Vorderseite noch graphische Tabellen der Durchmesser von Eisen- und Bleikugeln von 1 bis 10 Pfund nürnbergisch und belgisch enthält. Die Theilungen der genannten 9 „*Lineae*" sind je 37 *cm* lang und sollen sehr gut ausgeführt sein. — Unter die Winkelauftraginstrumente ist auch der *Rechen*-Quadrant zur Auflösung rechtwinkliger ebener Dreiecke (z. B. zur Zerlegung von tonnlägigen Strecken in der Grube in Sohle und Seigerteufe) in einem Exemplar etwa aus d. J. 1600 aufgenommen, der bekanntlich seit Jahrhunderten in allen möglichen Formen unzählige Mal „erfunden" worden ist.

Leider sollen mit den zwei im Vorstehenden angezeigten ergänzenden Kapiteln VI und VII die dankenswerthen Mittheilungen über „geometrische" Instrumente des Germanischen Museums, die für die Geschichte der Instrumentenkunde von grossem Interesse sind, bereits abgeschlossen sein; ich möchte mir aber doch die Wiederholung meiner bereits *a. a. O. S. 219* ausgesprochenen Bitte gestatten, dass auch über die Instrumente zum „Wasserwägen" (Nivelliren) noch einiges mitgetheilt werde; von solchen Instrumenten findet sich gewiss das eine oder das andere Stück im Museum, vielleicht unter den „wenig bedeutenden und fragmentarischen", die der Verf. *S. 69* erwähnt. *Hammer.*

S. W. Holman, Ueber die Fehlerquellen bei der Spiegelablesungsmethode. New York, J. Wiley & Sons 1898.

Bekanntlich sind alle mit einem unvollkommen justirten Galvanometer ausgeführten Messungen mit einer ganzen Anzahl mehr oder weniger bedeutender Fehler behaftet, deren Vernachlässigung die scheinbare Ablesungsgenauigkeit völlig illusorisch machen würde, deren zahlenmässige Auswerthung aber unter Umständen recht umständlich sein kann. Der Verf. des vorliegenden kleinen Werkes bespricht nun eingehend 15 derartige Fehlerquellen, sowie die bequemsten Methoden zu ihrer Verhütung und berechnet ausserdem, wie gross jede einzelne dieser Fehlerquellen noch sein darf, wenn die durch ihr Zusammenwirken zu erwartende Unsicherheit des Resultats unterhalb einer gewissen Grenze, etwa $^1/_{10}\,\%$, bleiben soll. Dabei wird stets zwischen absoluten und relativen Messungen unterschieden, da bei den letzteren der Einfluss einer Anzahl von Fehlerquellen sich heraushebt, der bei den ersteren nothwendig zu berücksichtigen ist. Den Rechnungen liegt ein Maximalausschlag von 500 *mm* bei 1 *m* Skalenabstand zu Grunde; die Uebertragung der Resultate auf andere Verhältnisse ist natürlich ganz einfach. Das praktisch angelegte kleine Buch, das dem Physiker unter Umständen viel Zeit und Mühe sparen kann, wird sich gewiss auch in Deutschland Freunde erwerben, trotzdem es ja auch in der deutschen Literatur an ähnlichen Hülfsmitteln nicht fehlte (z. B. Czermak's Reduktionstabellen zur Gauss-Poggendorff'schen Spiegelablesung. Berlin, Julius Springer 1890). *Glch.*

Ch. P. Steinmetz, Theorie u. Berechnung d. Wechselstromerscheinungen. Deutsche Ausg. Mit 185 Textfig. 1. Hälfte. gr. 8°. XVI, 184 S. Berlin, Reuther & Reichard. 4,00 M.

W. Löb, Leitfaden d. prakt. Elektrochemie. gr. 8°. VIII, 244 S. m. zahlreich. Fig. Leipzig, Veit & Co. Geb. in Leinw. 6,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied,
Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **Februar 1900.** Zweites Heft.

Ueber einige Methoden und Apparate zur Bestimmung der optischen Konstanten des Fernrohrs.

Von
H. Kellner in Jena.

(Fortsetzung von S. 17.)

III. Instrumente zur Messung des scheinbaren Gesichtsfeldes.

***III B.** Methode.* Eine bequeme Methode für die Bestimmung des scheinbaren Gesichtsfeldes ergiebt sich aus der Anwendung eines theilweise durchsichtigen Spiegels[1]), den man so in die *A.-P.* bringt, dass sich eine seitwärts in bekannter Entfernung E befindliche Skale in das Sehfeld des Fernrohrs hineinprojizirt. Aus der Entfernung E und der Skalenablesung s folgt wie früher

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{s}{2E} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 17)$$

Als Spiegel benutzt man den Prismenwürfel des Abbe'schen Zeichenapparates oder mit grossem Vortheil ein Prismenpaar, welches nach Art des Abbe'schen Würfels zusammengekittet, jedoch mit einer sehr dünnen Versilberung ohne elliptische Oeffnung versehen ist. Die Dicke der Silberschicht ist so gewählt, dass annähernd die gleiche Lichtmenge reflektirt und durchgelassen wird. Vgl. auch Czapski, *a. a. O. S. 284.*

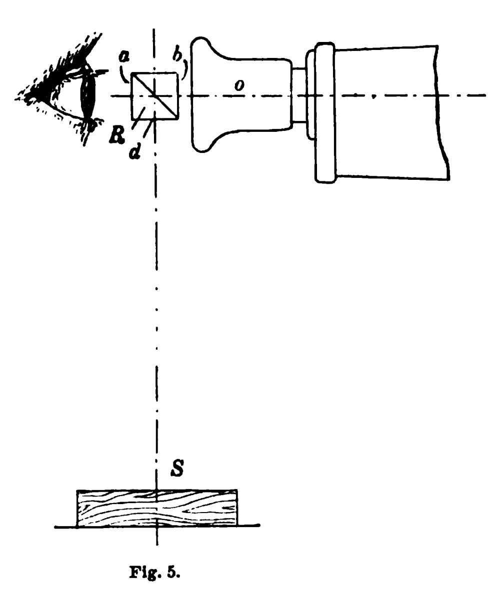


Fig. 5.

In Fig. 5 ist o das Okular des Fernrohrs, R der Prismenwürfel und S der Schnitt durch die Skale. Ein durch den Würfel in das Fernrohr blickendes Auge sieht das Skalenbild im Gesichtsfeld.

Das Fernrohr wird entweder so gestellt, dass seine *A.-P.* in die Fläche a des Prismas fällt, oder, falls zwischen der *A.-P.* und der letzten Fläche des Okulars nicht genügend Raum für das Prisma ist, so, dass seine *A.-P.* in die Fläche b fällt. Im ersten Falle ist die Entfernung E von der Fläche a aus zu nehmen, im letzten dagegen von d aus. Um das Zusammenfallen der *A.-P.* mit den betreffenden Flächen des Würfels sicher wahrnehmen zu können, sind diese mit einer feinen, eingeätzten

[1]) *Camera lucida*, Sömmering'scher Spiegel.

Strichmarke versehen. Man verschiebt das Fernrohr so lange in seiner Längsachse, bis keine Parallaxe zwischen der *A.-P.* und der Strichmarke wahrzunehmen ist. Das Okular muss auf Verschwinden der Parallaxe zwischen Skalenbild und Blendenrand eingestellt sein.

Bei der Beobachtung bringt man zunächst die *A.-P.* in die betreffende Prismenfläche und stellt dann das Okular so ein, dass Skale und Blende in eine Ebene fallen. Die durch Verschieben des Okulars entstandene Parallaxe zwischen Prismenfläche und *A.-P.* korrigirt man hierauf durch Verschieben des ganzen Fernrohrs und kann dann zur Messung übergehen.

Die Methode ist auch für Galilei'sche Fernrohre anwendbar, wobei man zu beachten hat, dass die dem Auge zugekehrte Fläche des Würfels in die Entfernung 10 *mm* (die gewöhnliche Entfernung des Auges vom Okular beim Gebrauch) vom Okular gebracht werden muss. Von dieser Fläche aus ist auch die Entfernung E zu rechnen.

Fehlerdiskussion. Wie bereits früher erwähnt, ist bei teleskopischem Strahlengange das scheinbare Sehfeld gegeben durch

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} = \frac{b}{2f},$$

worin b den Blendendurchmesser und f die Okularbrennweite bedeutet. Um Skale und Blende gleichzeitig scharf zu sehen, muss das Okular aus seiner Normalstellung heraus gegen die Blende hin verschoben werden, sodass das virtuelle Bild der Blende nicht in unendlicher Entfernung, sondern in der Entfernung E entsteht. Das Gesichtsfeld wird hierdurch kleiner, als es einem Normalsichtigen erscheint. Ist die Verschiebung $= \vartheta$, so ist nach Gleichg. 2a)

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2} - \operatorname{tg}\frac{\alpha_0}{2}\frac{\vartheta}{F}.$$

F bezeichnet die Objektivbrennweite. Man misst das Sehfeld so gross, wie es einem kurzsichtigen Beobachter erscheint, dessen Fernpunkt in der Skalenebene liegt, der also das Okular der Blende um ϑ nähern muss, um dieselbe scharf zu sehen.

Aus obiger Gleichung folgt nach Gleichg. 14)

$$d\alpha_0 = -\frac{d\vartheta}{F}\sin\alpha_0 \qquad \text{18)}$$

Die an der Messung anzubringende Korrektion ist daher

$$c = +\frac{d\vartheta}{F}\sin\alpha_0 \qquad \text{18a)}$$

Es bezeichne δ' den Abstand der *A.-P.* vom hinteren Brennpunkt des Okulars, so besteht zwischen den Grössen E, δ' und ϑ die Relation

$$(E-\delta')\,\vartheta = \left(E - \frac{f^2}{F-\vartheta}\right)\vartheta = f^2.$$

Hieraus findet man

$$\vartheta = \frac{F}{2} \pm \sqrt{\frac{F^2}{4} - \frac{Ff^2}{E}}.$$

Aus

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} = \frac{s}{2E} \quad \text{folgt} \quad d\alpha = \left\{\frac{ds}{s} - \frac{dE}{E}\right\}\sin\alpha \qquad \text{19)}$$

Die Entfernung E lässt sich ein für alle Mal auf 0,001 E genau bestimmen, also

$$dE = 0{,}001\,E = \lambda.$$

Die Parallaxe zwischen der *A.-P.* und der Marke auf dem Prismenwürfel kann man unter Anwendung einer Lupe so klein machen, dass sie für dE nicht in Betracht

kommt. Die Ablesungsgenauigkeit in einer um die Strecke E vom Auge entfernten Ebene wird analog den früheren Betrachtungen $\pm \frac{kE}{N}$. Die Entfernung eines Skalenstriches vom Auge des Beobachters ist nur für den mittleren Strich $= E$, für einen dem Winkel α entsprechenden Strich $= \frac{E}{\cos \alpha/2}$.

Hieraus folgt die Ablesungsgenauigkeit für den zum Winkel α gehörigen Skalenstrich

$$\tau = \pm \frac{kE}{N \cos \alpha/2}.$$

Es sei in Fig. 6 MN die optische Achse des Fernrohrs, d der Durchmesser der $A.$-$P.$, B die Ebene des virtuellen Blendenbildes und S die in das Fernrohr hineinprojizirte Skale. Einem vor der $A.$-$P.$ sich seitlich um $d/2$ nach rechts oder links von der Achse bewegenden Auge wird der Skalenstrich m in Deckung mit dem Punkte n des Blendenrandes zu bleiben erscheinen, wenn die Parallaxe Δ zwischen S und B so klein ist, dass $m m_1$ und $m m_2 \lesseqqgtr \tau$ sind.

In diesem Fall bleibt ein Rest Parallaxe

$$\Delta = \frac{2\tau}{d} \cdot E.$$

Setzt man $Cn = b/2$ und $C'm = s/2$, so wird

$$\frac{s}{2} - \frac{b}{2} = \Delta \frac{s}{2E} = \frac{s\tau}{d} = \frac{s}{d} \cdot \frac{kE}{N \cos \alpha/2} = \psi.$$

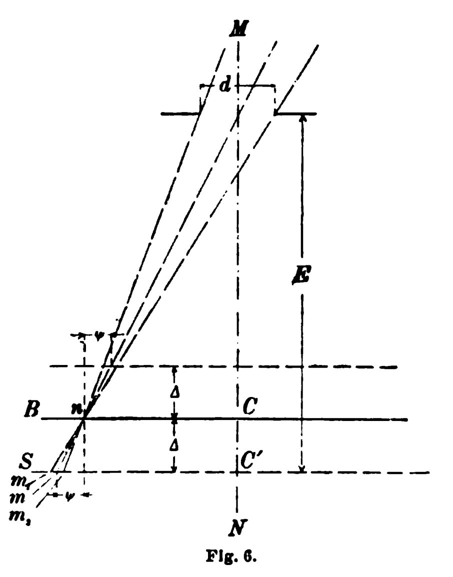


Fig. 6.

Der Fehler, welcher in Folge des Parallaxenrestes in die Ablesung hineinkommt, ist $\pm \psi$. Ferner entsteht durch nicht zentrale Stellung des beobachtenden Auges ein Fehler χ, welcher im Maximum den Betrag von τ erreicht,

$$\chi = \pm \frac{d\Delta}{2E} = \tau.$$

Die Genauigkeit der Schätzung der Unterabtheilungen eines Intervalls werde auch hier $= 0{,}1$ Intervall gesetzt. Also wenn $\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{s}{2E} = \frac{1}{m}$, und wenn n Intervalle auf die Strecke $s/2$ kommen,

$$\sigma = \pm \frac{0{,}1}{n} \cdot \frac{E}{m}.$$

Es wird demnach $ds = \pm 2(\sigma + \psi + 2\tau)$ und der Gesammtfehler

$$d\alpha_0 = -c \pm \left(\frac{2(\sigma + \psi + 2\tau)}{s} - \frac{\lambda}{E}\right) \sin \alpha_0.$$

Durch Einsetzen der Werthe für σ, ψ, τ, λ erhält man

$$d\alpha_0 = -c \pm \left[\frac{0{,}2\,E}{s\,n\,m} + \frac{2\,k\,E}{N \cos \alpha/2}\left(\frac{1}{d} + \frac{2}{s}\right) - \frac{0{,}001\,E}{E}\right] \sin \alpha_0 \quad . \; . \; 20)$$

Die Multiplikation mit $180/\pi$ ergiebt $d\alpha_0$ in Graden.

Prinzipiell kann man den Fehler $-\frac{d\vartheta}{f} \sin \alpha$ wieder dadurch eliminiren, dass man durch Einschalten einer Linse zwischen Prismenwürfel und Skale die letztere in unendlich grosse Entfernung rückt; doch steht man auch hier vor der Nothwendig-

keit, ein theures System von grossem Bildwinkel bei guter Bildebenung verwenden zu müssen.

Es sei noch bemerkt, dass sich die ganze Fehlerbetrachtung mit geringen Abänderungen auf die bekannte Methode, die Vergrösserung eines Mikroskops mittels eines *Camera lucida*-Spiegels und zweier Skalen zu bestimmen, übertragen lässt.

Beispiel. Gegeben war ein Fernrohr und ein Gesichtsfeldwinkelmesser von folgenden Dimensionen:

$F = 160\ mm$ $\quad E = 350\ mm$
$f = 20$ „ $\quad n = 18.$
$d = 2,5$ „
$a = 36^0$

Es folgt für c der Werth $0,25^0$ und für a_0 eine Unsicherheit von $1,1^0$ bezw. $0,6^0$, je nachdem man $k = 0,025$ oder $= 0,0125\ mm$ setzt. Die angegebenen Fehlerwerthe sind etwa gleich 3 % bezw. 1,6 % des Gesammtwinkels.

Apparat. Fig. 7 stellt einen nach dem auseinandergesetzten Prinzip konstruirten Gesichtsfeldmessapparat dar.

Auf einer kräftigen Grundplatte steht eine Säule A, welche oben den horizontalen Tisch B trägt. Auf diesem Tisch ist senkrecht zu dessen Ebene die Platte P

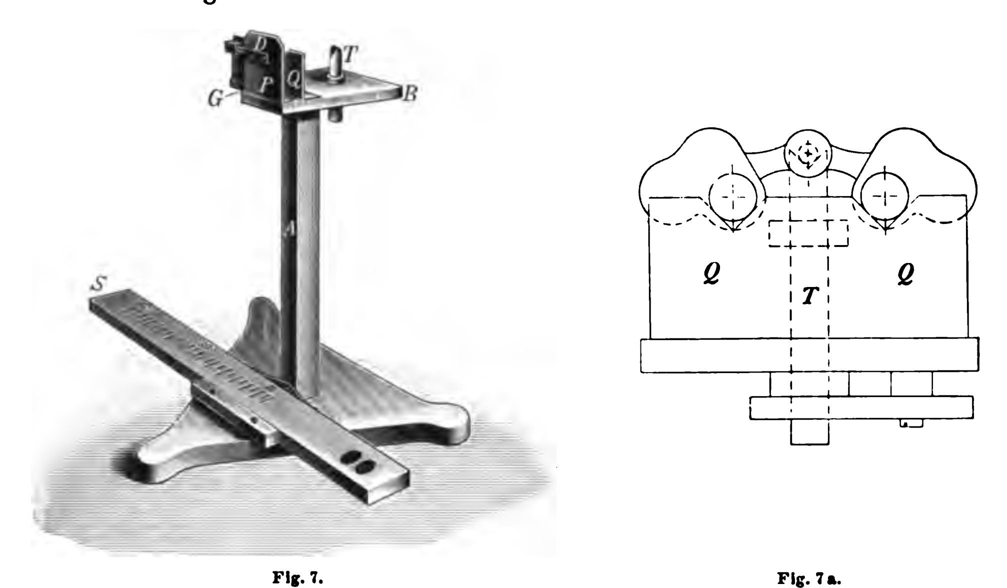


Fig. 7. Fig. 7a.

befestigt, welche den justirbaren Träger D für den Prismenwürfel trägt. Senkrecht unter letzterem liegt auf der Grundplatte die Skale S, welche in einer federnden Schlittenführung in ihrer Längsachse verschiebbar ist.

Die Theilung der Skale ist in der *S. 12* unter 2. beschriebenen Weise konstruirt. Unterhalb des Prismas bei G ist in der Tischplatte ein Ausschnitt angebracht, um die Skale vom Prisma aus bequem übersehen zu können. Ferner trägt der Tisch noch die Vorrichtung zum Auflegen des zu untersuchenden Fernrohrs. Diese ist speziell den Zeiss'schen Doppelfernrohren angepasst. Hinter der Platte P steht ebenfalls senkrecht zur Tischfläche eine zweite Platte Q in einem Abstand von P, welcher etwas grösser ist als die Höhe der Okularmuscheln der Feldstecher. Die Platte ist, wie Fig. 7a andeutet, oben mit zwei rechtwinkligen Ausschnitten versehen; der Abstand der Spitzen der beiden Winkel ist $= 60\ mm$. Die Höhe der Ausschnitte über der Tisch-

fläche sowie ihre Lage gegen den Prismenwürfel sind so abgepasst, dass die optische Achse des vor dem Würfel befindlichen Okulars mitten durch diesen geht, wenn der Feldstecher so gehalten wird, dass die optischen Achsen der Okulare senkrecht auf der Platte *P* stehen.

Die optischen Achsen der beiden Feldstecherhälften werden durch Drehung um die Gelenkachse in die Entfernung 60 *mm* von einander gebracht, sodass beide Okularstutzen fest in den Ausschnitten aufliegen. An seinem Objektivende wird der Feldstecher durch einen oben mit einem winkelförmigen Ausschnitt versehenen Träger *T* gestützt. In den Ausschnitt wird die Gelenkachse des Feldstechers gelegt. Die Gelenkachse befindet sich nicht in der durch die beiden Okularachsen gehenden Ebene, sie kommt daher, je nachdem das eine oder andere Okular vor dem Prismenwürfel ist, über oder unter diese Ebene zu liegen. Um in beiden Fällen seinen Zweck zu erfüllen, lässt sich der Träger in einer in die Tischplatte eingelassenen Führung auf- und niederschieben und in beliebiger Lage festklemmen.

Die Grösse der Verschiebung ist durch Anschläge in Form von Ringen begrenzt, welche auf den Träger gestreift und durch Klemmschrauben an beliebiger Stelle desselben festklemmbar sind. In seiner tiefen Stellung liegt der obere Anschlagring auf der oberen Fläche der Trägerführung auf, in der hohen Stellung wird der untere Ring durch einen federnden Riegel gegen die untere Fläche der Trägerführung gedrückt.

Um die richtige Lage der Anschläge für einen Feldstecher zu finden, legt man diesen, etwa zunächst mit der Gelenkachse nach unten, mit seinen Okularstutzen in die Ausschnitte und verschiebt den Träger so, dass der Rand der vor der Platte *P* befindlichen Okularmuschel parallel zur Platte wird. Dann verschiebt man den oberen Anschlagring bis zur Auflage auf der Führung und fixirt den Ring durch die Klemmschraube. Jetzt stehen die Fernrohrachsen senkrecht auf der Platte *P* und die Achse des vor dem Prisma befindlichen Okulars senkrecht auf dem Loth von der Prismenmitte nach der Skale, d. h. die Skale projizirt sich als Durchmesser in die Okularblende hinein. Hierauf legt man den Feldstecher um und justirt den unteren Anschlagring für die obere Lage der Gelenkachse. Jetzt stellt man durch den Prismenwürfel blickend das Okular ein, bis Skalenbild und Blendenrand scharf und ohne Parallaxe gegeneinander erscheinen, und bringt durch Verschiebung des Feldstechers in seiner Achsenrichtung die *A.-P.* in die Ebene der letzten Prismenfläche. Das Kriterium für das Zusammenfallen ist auch hier das Verschwinden der Parallaxe zwischen *A.-P.* und der auf der Fläche angebrachten feinen Strichmarke, wobei man sich mit Vortheil einer schwachen Lupe bedient.

Das Instrument ist nun zum Beobachten fertig.

Die beschriebene Vorrichtung zum Auflegen des Feldstechers ist, wie gesagt, speziell für Doppelfernrohre der Zeiss'schen Konstruktion erdacht. Eine ganz allgemein brauchbare und ebenso präzis wirkende Auflegevorrichtung dürfte sich wegen der grossen Formenverschiedenheit der Feldstecher kaum finden lassen. Man wird sich wohl am einfachsten dadurch helfen können, dass man die Platte *Q* fortlässt, den Träger *T* sowie seine Führung entsprechend kräftig macht und den Träger selbst oben mit einer Klammer nach Art der Retortenhalter versieht, in welche die Mittelachse des Feldstechers eingeklemmt wird.

IV. Instrument zur Messung des wahren und scheinbaren Gesichtsfeldes.

Methode. Zur Bestimmung des wahren sowohl wie des scheinbaren Sehfeldes lässt sich auch nach Czapski ein direkter Weg einschlagen, indem man durch Vermittelung eines mit Theilkreis versehenen Fernrohrs den Winkel misst, unter welchem sich die von zwei gegenüberliegenden Punkten des Blendenrandes kommenden Parallelstrahlenbündel in der *E.-P.* bezw in der *A.-P.* kreuzen.

Die untenstehenden Fig. 8 und 9 geben ein Schema der Anordnung in zwei zu einander senkrechten Ansichten.

Das Okular des zu untersuchenden Fernrohrs sei *o*, *A.-P.* seine Austrittspupille, 𝔉' das Beobachtungsfernröhrchen, welches um eine zur Zeichnungsebene senkrechte Achse *C* so gedreht werden kann, dass seine optische Achse immer durch die Drehungsachse geht. Die Verlängerung der letzteren liegt in der Ebene der *A.-P.* und die optische Achse trifft in jeder Lage des Fernröhrchens die Mitte der *A.-P.*

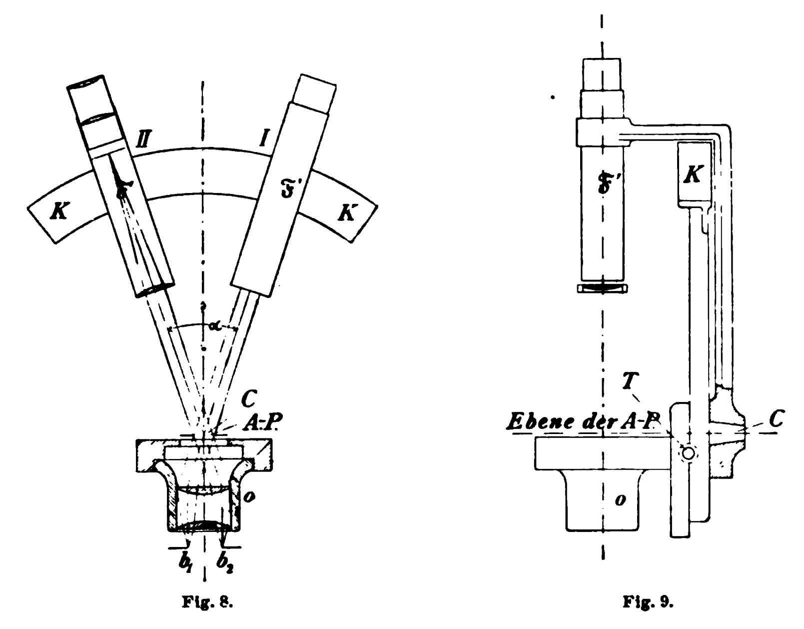


Fig. 8. Fig. 9.

Die Grösse des Drehungswinkels kann an dem mit der Achse konzentrischen Kreisbogen *K* abgelesen werden. In der Brennebene des Fernröhrchens ist ein Fadenkreuz vorgesehen, welches mit dem Blendenrand zur Koinzidenz gebracht wird. In der Figur sind zwei Lagen des Fernrohrs angedeutet, einmal (I) in Koinzidenz mit dem Blendenpunkt b_1, das andere Mal (II) in Koinzidenz mit b_2. Der Winkel zwischen I und II ist das zu messende Sehfeld.

Der ganze Messapparat lässt sich mit einer geeigneten Klemmvorrichtung auf der Okular- bezw. Objektivfassung des zu untersuchenden Fernrohrs zentrisch befestigen. Da mit den verschiedenen Fernrohrtypen die Lage der *A.-P.* gegen die Okularfassung variirt, so folgt die Nothwendigkeit einer Vorrichtung (etwa eines Zahntriebes *T*), welche die Drehungsachse in die Ebene der *A.-P.* zu bringen gestattet. Eine grössere Abweichung hiervon hat den Nachtheil, dass die von dem anvisirten Punkte des Blendenrandes kommenden Strahlen das Objektiv nicht zentral durchsetzen, wodurch eine Bildverschlechterung hervorgerufen wird. Um die Einstellung der Drehungsachse in die Ebene der *A.-P.* zu bewirken, bringt man vortheilhaft eine Vorschlaglinse von gleicher Brennweite wie das Fernrohrobjektiv vor dem letzteren

an, welche so angeordnet ist, dass ihre Brennebene in die Verlängerung der Drehungsachse fällt. Strahlen, welche von dieser durch Vorschlaglinse und Objektiv gehen, werden in der Brennebene des letzteren zu einem umgekehrten, unvergrösserten Bilde vereinigt. Rückwärts geschlossen wird sich ein Objekt, hier also die *A.-P.*, in der Brennebene der Vorschlaglinse, d. i. in der Drehungsachse des Fernrohrs befinden, wenn sein scharfes Bild in die Brennebene des Fernrohrs fällt bezw. gegen das Fadenkreuz keine Parallaxe zeigt.

Die Anwendung der Vorschlaglinse, durch welche das Fernrohr in ein Mikroskop mit der Objektivvergrösserung „1" verwandelt wird, hat auch noch den Vortheil, dass man nur eine Skale in die Brennebene zu setzen braucht, um den Apparat auch als Dynameter benutzen zu können[1]).

Ferner lässt sich der Abstand der *A.-P.* von der Okularfläche bestimmen, wenn man die Schlittenführung des Triebes mit einer Theilung und den Schlitten selbst mit einem Index versieht.

Bei der Bestimmung des scheinbaren Sehfeldes eines holländischen Fernrohrs hat man darauf zu achten, dass man die Verlängerung der Drehungsachse C in die Entfernung 10 *mm* von der Okularfläche, d. h. die gewöhnliche Entfernung der Pupille des Beobachters vom Okular, bringt. Ferner muss man in derselben Entfernung vom Okular eine gegen das zu untersuchende Fernrohr zentrirte Blende von der Oeffnung der Augenpupille anbringen, da man sonst erheblich zu grosse Werthe erhält. Vgl. hierüber Czapski, *a. a. O. S. 251*, Absatz vor der Anmerkung.

Fehlerdiskussion. Für die folgende Betrachtung werde angenommen, dass das Instrument frei von Exzentrizitätsfehlern sei, sowie dass die Ebene, in welcher sich das Fernrohr bewegen lässt, durch die optische Achse des Okulars gehe. Die Kreistheilung sei auf 0,1° ablesbar. Das Fadenkreuz ist nach der Methode des Verschwindens der Parallaxe in die Brennebene des Fernrohrs gebracht. Die Okularbrennweite sei f', so folgt die Ablesungsgenauigkeit in der Brennebene

$$\tau = \pm \frac{k}{N} f'.$$

Hieraus resultirt ein Parallaxenrest

$$\Delta = \pm \frac{2\,\tau}{d} f'$$

analog Abschn. IIIB, *S. 35*, wobei für E die Brennweite des Okulars eintritt und d jetzt den Durchmesser der *A.-P.* des Beobachtungsfernrohrs bedeutet.

Der Fehler $\psi = \frac{s\,\tau}{d}$, d. h. der Fehler, welcher in Folge des Parallaxenrestes in die Beobachtung hineinkommt, wird gleich 0, da die Beobachtung der Koinzidenz des Fadenkreuzes mit dem Blendenrande in der Mitte des Sehfeldes geschieht, also $s = 0$ ist.

Der Fehler, welcher durch nicht zentrale Stellung des Auges in der *A.-P.* entsteht, ist im Maximum

$$\chi = \pm \frac{d}{2} \cdot \frac{\Delta}{f'} = \tau.$$

Die Unsicherheit für die Einstellung des Fadenkreuzes auf den Blendenrand in der Brennebene des Objektivs von $\mathfrak{F}'$ ist also $= 2\,\tau$ im Längenmaass und im Winkelmaass

[1]) Man kann natürlich auch eine Vorschlaglinse, welche eine andere Brennweite hat, als das Fernrohrobjektiv, in Verbindung mit einer passenden Skale verwenden.

$$d\alpha = \pm 2 \frac{2\tau}{F'} = \pm 4 \frac{k}{N} \cdot \frac{f'}{F'},$$

wo F' die Objektivbrennweite des Beobachtungsfernrohrs ist.

$d\alpha$ in Graden wird $= \pm 4 \frac{k}{N} \cdot \frac{f'}{F'} \cdot \frac{180}{\pi}$ . . . . 20)

Für den Gebrauch des Instrumentes als Dynameter ist in erster Linie die Gleichheit der Brennweiten von Objektiv und Vorschlaglinse erforderlich. Es seien die beiden Brennweiten um die Grösse dF verschieden, so folgt eine Grössendifferenz von Bild und Gegenstand

$$dy = \frac{dF}{F} y,$$

wo y die Bildgrösse bezeichnet. Die beiden Linsen lassen sich leicht bis auf 1% in ihren Brennweiten übereinstimmend beschaffen. Es wird demnach

$$dy = \pm \frac{0{,}01\, F}{F} \cdot y = \pm 0{,}01\, y = \eta \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 21)$$

oder, wenn für y der Durchmesser der zu bestimmenden *A.-P.* $= a$ eingesetzt wird, $\eta = \pm 0{,}01\, a$. Die Parallaxe zwischen dem Bilde der *A.-P.* und der Skale lässt sich wieder unter Voraussetzung der Ablesungsgenauigkeit

$$\tau = \pm \frac{k}{N} f'$$

durch Verschiebung des Apparates mittels des Triebes T bis auf $\Delta = \pm (f'/d)\, 2\tau$ fortschaffen.

Hieraus folgt eine Verfälschung der Ablesung um

$$\psi = \pm \frac{\Delta s}{2f'} = \pm \frac{s\tau}{d},$$

wo s die Skalenablesung bezeichnet.

Der Fehler, welcher entsteht, wenn der Beobachter sein Auge nicht in die Mitte der *A.-P.* des Beobachtungsfernrohrs bringt, ist wie oben

$$\tau = \pm \frac{d}{2} \cdot \frac{\Delta}{f'}.$$

Die Genauigkeit der Schätzung der Bruchtheile der Skalenintervalle möge auch hier gleich 0,1 Intervall angenommen werden; also wird der Fehler, wenn n Intervalle auf die Länge s kommen,

$$\sigma = \frac{0{,}1\, s}{n}.$$

Die Unsicherheit in der Bestimmung des Durchmessers der *A.-P.* wird also im Ganzen

$$da = \pm 2\,(2\tau + \psi + \sigma + \eta)$$

oder

$$da = \pm 2 \left(\frac{k}{N} \cdot f' \left(2 + \frac{s}{d} \right) + \frac{0{,}1\, s}{n} + 0{,}01\, a \right) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 22)$$

Die Entfernung l der *A.-P.* von der letzten Okularfläche erhält man durch Einstellung auf die *A.-P.* und auf die Okularfläche; jede dieser beiden Einstellungen kann mit dem Fehler $\Delta = \pm 2 \frac{f'^2}{d} \cdot \frac{k}{N}$ behaftet sein.

Es wird also

$$dl = \pm 2\Delta = \pm 4 \frac{f'^2}{d} \cdot \frac{k}{N} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 23)$$

Apparat. In Fig. 10 ist das Instrument in gebrauchsfertigem Zustande auf das Okular eines Feldstechers geklemmt dargestellt.

In dem Kasten *A* ist die Zentrirvorrichtung untergebracht. Der Kasten wird gebildet von einem oben und an den schmalen Seiten offenen Aluminiumrahmen und einer den Rahmen oben abschliessenden messingenen Deckelplatte *B*. Boden und Deckel des Kastens sind je mit einem kreisförmigen Loch versehen. Die Mitten der beiden Löcher liegen senkrecht über einander und in der Mitte des Rahmens bezw. Deckels. Die Innenflächen des Kastens dienen als Führungen für zwei Klemmbacken aus Hartgummi, welche sich dem inneren Querschnitt des Kastens eng anschliessen. Die einander zugekehrten Seiten der Klemmbacken sind mit rechtwinkligen Ausschnitten versehen und symmetrisch zur Mitte des Rahmens beweglich, sodass die Achse eines beliebigen zylindrischen Stückes, etwa eines Okulars oder einer Objektivfassung, welches man durch das kreisförmige Loch im Boden zwischen die beiden Backen bringt, nachdem die letzteren gegen einander bewegt sind, bis sie das Stück klemmen, immer durch die Mitten der beiden Löcher geht. Die symmetrische Bewegung der beiden Klemmbacken gegen einander wird durch eine mit zwei entgegengesetzten Gewinden versehene Schraube *S* erreicht, welche ausserhalb des Kastens über dem Deckel angebracht ist und auf die Backen durch Vermittelung zweier Muttern wirkt, die mit den Backen fest verschraubt sind und durch rechteckige Schlitze im Kastendeckel durch den letzteren herausragen. Ihren Stützpunkt findet die Schraube in dem auf dem Deckel befestigten Lager *L*, welches die Schraube zwar zu drehen gestattet, eine Verschiebung in ihrer Längsachse dagegen verhindert. Die Schraube liegt nicht senkrecht über der Längsachse des Kastens, sondern etwas seitlich, um den kreisförmigen Ausschnitt im Deckel nicht abzublenden.

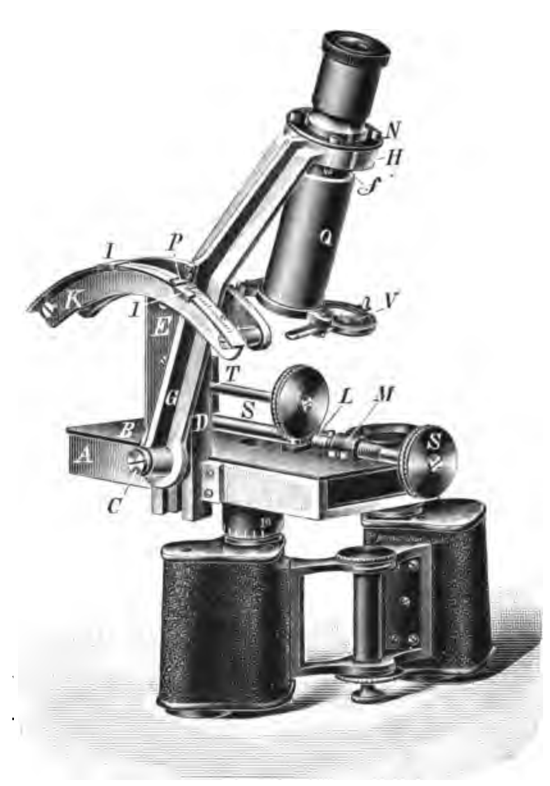


Fig. 10.

An der Längsseite des Rahmens ist die Schwalbenschwanzführung *D* senkrecht zu *A* angeschraubt, in welcher mittels des Triebes *T* der eigentliche Winkelmessapparat auf- und niederbewegt und so in die richtige Lage zur *A.-P.* gebracht werden kann. Auf der Führung *D* ist eine Millimetertheilung und auf dem Schlitten *E* ein Index angebracht. Die Grösse der Verschiebung beträgt im Maximum 30 *mm*.

Der durch den Trieb bewegte Schlitten *E* trägt am unteren Ende die Achse *C* und geht oben in den Kreisbogen *K* über. Um die Achse *C* lässt sich der das Fernrohr 𝔉′ tragende Arm *G* bewegen, welcher durch Vermittelung einer Druckfeder, die über den Bogen hinweg greift, gegen den letzteren gepresst wird und in jeder Lage fest stehen bleibt.

Der Arm *G* ist aus Aluminium und hat der grösseren Festigkeit wegen einen T-förmigen Querschnitt. Oben endigt er in einem Ring *H*, durch welchen das Fernrohr gesteckt ist. Die Befestigung des Fernrohrs an dem Arme *G* geschieht durch vier Schrauben, welche den am Fernrohr sitzenden Flansch *N* mit dem Ringe *H* verbinden. Diese Schrauben ermöglichen gleichzeitig, das Fernrohr so zu justiren, dass seine optische Achse die Verlängerung der Drehungsachse *C* in jeder Lage und immer senkrecht schneidet. Die Ausladung des Armes ist so bemessen, dass die Ebene, in welcher sich das Fernrohr bewegt, gerade durch die Achse des in der Klemmvorrichtung befestigten Fernrohrs geht.

Das Beobachtungsfernrohr $\mathfrak{F}'$ hat die Vergrösserung „1“, seine Objektiv- wie Okularbrennweite ist 50 *mm*. In der Brennebene des Objektivs befindet sich auf Glas geritzt ein Fadenkreuz und eine Theilung in 0,1 *mm*; die Mitte des Fadenkreuzes fällt mit der Mitte der Theilung zusammen. Das Okular ist auf die Skale bezw. das Fadenkreuz einstellbar. Die Vorschlaglinse *V* sitzt nicht am Fernrohr selbst, sondern an einer Hülse *Q*, welche über den Fernrohrtubus gesteckt ist und durch Verschiebung auf demselben die Entfernung zwischen Linse und Objektiv innerhalb gewisser Grenzen variiren lässt. Die Stellung der Linse gegen das Objektiv kann an einer auf dem Tubus befindlichen Theilung abgelesen werden, wobei die Oberkante der Hülse als Index dient. In der Nullstellung, wenn die Hülse ganz eingeschoben ist, befindet sich der vordere Brennpunkt der Vorschlaglinse in der Drehungsachse *C*. Die Fassung der Linse ist mit einer Feder versehen, welche beim Vorschlagen einschnappt und so dafür sorgt, dass die Linse zentrisch vor das Objektiv zu liegen kommt.

Der Kreis *K* ist auf seiner Stirnfläche von der Mitte aus in ganze Grade getheilt, die Unterabtheilungen werden geschätzt. Um den Kreis nicht nach jeder Einstellung ablesen zu müssen, sind auf dem Kreisbogen zwei mit Indizes versehene Schieber *I* angebracht, welche sich mit einiger Reibung auf der Theilung bewegen lassen und bei der Einstellung von dem am Fernrohrträger befindlichen Anschlag *P* vorwärts geschoben werden; beim Zurückbewegen des Fernrohrs bleiben sie an ihrer Stelle und markiren die Einstellung. Man kann so erst die beiden Einstellungen und dann die beiden Ablesungen hinter einander machen.

Um z. B. die Grösse der *A.-P.*, ihrer Entfernung vom Okular, sowie des scheinbaren Sehfeldes eines Fernrohrs zu bestimmen, klemmt man das Instrument auf die Okularmuschel des Fernrohrs, klappt die Vorschlaglinse vor und stellt den Arm *G* auf den Nullpunkt der Kreistheilung. Hierauf verschiebt man mittels des Triebes *T* den Messapparat, bis das Bild der (eventuell bestäubten) Okularfläche parallaxenfrei in der Fadenkreuzebene erscheint, und liest die Stellung des Schlittens an der Theilung auf *D* ab. Dann verschiebt man den Messapparat, bis die *A.-P.* scharf und parallaxenfrei in der Ebene der Skale erscheint und liest die Skale und wieder die Theilung auf *D* ab. Die Skalenablesung giebt direkt die Grösse der *A.-P.*, die Differenz der Ablesungen der Schlittenstellung die Entfernung der *A.-P.* vom Okular.

Hierauf klappt man die Linse *V* bei Seite und dreht das Fernrohr um die Achse *C* erst nach rechts, dann nach links, bis jedesmal das Bild des Blendenrandes vom Fadenkreuz berührt wird, und liest endlich an den Indizes der Schieber *I* den Winkelwerth der Drehungen ab. Die Summe beider Ablesungen giebt das scheinbare Sehfeld.

Beim holländischen Fernrohr reicht meist die Verschiebung des Schlittens nicht aus, um die *A.-P.* in den vorderen Brennpunkt der Vorschlaglinse zu bringen; man

nimmt dann die Verschiebung der Hülse Q zu Hülfe; auf diese Weise kann man noch die Grösse von Austrittspupillen messen, welche etwa 40 *mm* hinter dem Okular liegen. Bei der Bestimmung des scheinbaren Sehfeldes des holländischen Fernrohrs benutzt man die in Fig. 10a besonders gezeichnete Blendeneinrichtung R. Die Blende befindet sich in einer zylindrischen Hülse, welche gut in die kreisförmige Oeffnung der Deckelplatte des Kastens A passt und sich in dieser auf und nieder schieben lässt. Um ihr die richtige Lage gegen das Okular zu geben, bringt man zunächst (ohne die Blende) die Drehungsachse C in die Entfernung 10 *mm* vom Okular. Hierauf setzt man die Hülse ein und verschiebt sie so lange, bis die Blende (bei vorgeklappter Vorschlaglinse) scharf in der Ebene des Fadenkreuzes erscheint. Schaltet man jetzt die Vorschlaglinse aus, so ist das Instrument zur Messung fertig.

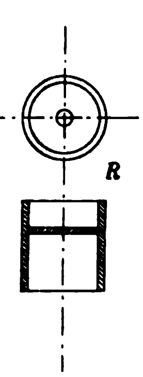


Fig. 10a.

Beispiel. Die für die Fehlerbestimmung in Frage kommenden Abmessungen des in Fig. 10 dargestellten Instruments waren

$$F' = f' = 50\ mm$$
$$d = 6{,}5\ mm.$$

Die Skale im Okular war in 0,1 *mm* getheilt. Ferner war $a = s = 3{,}0\ mm$, also $n = 30$.

Es wird die Einstellungsgenauigkeit auf den Blendenrand $da = \pm 0{,}02^0$ bezw. $0{,}01^0$ für $k = 0{,}025$ bezw. 0,0125 *mm*, also jedenfalls für die Ablesungsgenauigkeit auf dem Kreis völlig ausreichend. da wird $= \pm 0{,}1$ bezw. 0,09 *mm*, d. i. 3,3 bezw. 3,0 %. Für dl folgt $\pm 0{,}15$ bezw. 0,08 *mm*.

V. Instrumente zur Messung der Eintritts- und Austrittspupille.

Messung der *E.-P.* Den Durchmesser der Objektivöffnung (*E.-P.*) kann man direkt mittels eines Zirkels, einer geeigneten Schublehre oder genauer unter Anwendung eines Komparators oder auch des Schlittens des Abbe'schen Fokometers bestimmen.

Messung der *A.-P.* *Methode.* Die Grösse der *A.-P.* lässt sich annähernd mit einem Glasmaassstabe ermitteln, dessen Theilung man in die Ebene der *A.-P.* des auf eine helle Fläche gerichteten Fernrohrs bringt. Bei der Ablesung des Maassstabes wird vortheilhaft eine Lupe verwendet. Ramsden, von welchem überhaupt die Methode, die Vergrösserung aus den Durchmessern der *E.-P.* und *A.-P.* zu bestimmen, herrührt, hat bereits im Jahre 1779 ein Instrument ausgeführt, welches, im Wesentlichen aus einer Skale und Lupe in passenden Schiebehülsen bestehend, ein sehr bequemes Mittel für die Messung der *A.-P.* bietet.

Einfaches Dynameter. Es ist dieses das nach ihm benannte Dynameter, welches in der Fig. 11 schematisch dargestellt ist. S ist die Skale (auf Glas geätzt), welche an der Hülse A befestigt ist. In der Hülse A lässt sich eine andere Hülse B verschieben, welche die Linse L trägt. Die Hülse A lässt sich noch in einer dritten Hülse C verschieben.

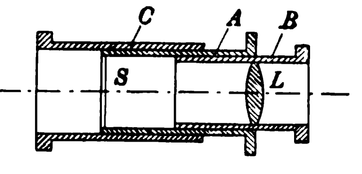


Fig. 11.

Man setzt bei der Beobachtung das Instrument mit der Unterkante von C auf die Okularfassung, nachdem die Lupe auf die Skale scharf eingestellt ist, und bringt dann die Skale durch Bewegung von A und B zusammen in die Ebene der *A.-P.* Hierauf liest man direkt die Grösse der *A.-P.* auf der Skale ab.

Fehlerdiskussion. Es sei f die Lupenbrennweite und d ihr Durchmesser bezw. der Durchmesser einer hinter der Lupe am Ort des Auges befindlichen Blende, so ist nach früheren Betrachtungen die Ablesungsgenauigkeit in der Skalenebene

$$\tau = \pm \frac{k}{N} \cdot f'.$$

Hieraus folgt bei der Einstellung ein Parallaxenrest

$$\Delta = \pm \frac{2\tau}{d} \cdot f'$$

und eine Verfälschung der Skalenablesung von

$$\frac{\Delta \cdot s}{2 f'} = \pm \frac{s\tau}{d} = \pm \frac{s}{d} \cdot \frac{k}{N} \cdot f' = \psi.$$

Der durch nicht zentrale Stellung des Auges vor der Lupe entstehende Fehler wird

$$\chi = \pm \frac{d}{2} \cdot \frac{\Delta}{f'} = \tau.$$

Die Genauigkeit der Schätzung der Unterabtheilungen der Intervalle sei $= 0{,}1$ Intervall, also wird der Fehler, wenn die Länge s in n Intervalle getheilt ist,

$$\sigma = \pm \frac{0{,}1\, s}{n}.$$

Der Gesammtfehler in der Bestimmung von a ist also

$$da = \pm 2 (2\tau + \psi + \sigma)$$

oder

$$da = \pm 2 \left\{ \frac{k}{N} \cdot f' \left(2 + \frac{s}{d}\right) + \frac{0{,}1\, s}{n} \right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 24)$$

Mikroskopdynameter. Um auch die Grösse von Austrittspupillen beim holländischen Fernrohr bestimmen zu können, setzt man nach Czapski die Skale in die Bildebene eines Mikroskops mit der Objektivvergrösserung „1“, mit welchem man die *A.-P.* beobachtet. Die *A.-P.* einerseits, sowie deren unvergrössertes, umgekehrtes Bild und die Skale andererseits sind von den zugehörigen Brennpunkten des Mikroskopobjektivs um dessen Brennweite entfernt. Die Lupe L wirkt wie ein Mikroskopokular. Wenn man noch den Mikroskoptubus mit einer Theilung versieht, so kann man, ganz wie unter Abschn. IV, *S. 42* beschrieben, die Entfernung der *A.-P.* von der letzten Okularfläche ermitteln.

Fehlerdiskussion. Bei der Justirung des Instruments ist sorgfältig darauf zu achten, dass die Skale in die richtige Entfernung vom Objektiv kommt, was man dadurch erreicht, dass man das Mikroskop auf eine Theilung mit Intervallen von genau derselben Grösse, wie die auf der Skale befindlichen sind, einstellt und dann das Objektiv so lange gegen die Skale verschiebt, bis die Intervalle des Bildes und der Skale gleich gross sind; hierbei hat man sich eines möglichst starken Okulars zu bedienen.

Ist die Brennweite des Okulars φ und der Durchmesser der *A.-P.* des Mikroskops d, so folgt bei einer Ablesungsgenauigkeit

$$\tau = \pm \frac{k}{N} \cdot \varphi$$

in der Bildebene des Mikroskops ein Parallaxenrest

$$\Delta = \pm \frac{2\tau}{d} \cdot \varphi = \frac{2}{d} \cdot \frac{k}{N} \cdot \varphi^2.$$

Ist y die Objekt- oder Bildgrösse und F' die Objektivbrennweite, und fasst man Δ als Veränderung der Entfernung des Bildes vom zugehörigen Brennpunkte auf, so ist

$$dy = y \cdot \frac{dF'}{F'} = y \cdot \frac{\Delta}{F'} = \frac{y}{F'} \cdot \frac{2\varphi^2}{d} \cdot \frac{k}{N} = \eta.$$

Man kann φ so wählen, dass $dy \overline{\gtrless} 0{,}01\,y$ wird. Es ist also, wenn wieder der Durchmesser der *A.-P.* mit *a* bezeichnet wird, $\eta = 0{,}01\,a$. Ist die Brennweite des Okulars, mit welchem das Dynameter gebraucht wird, gleich f', so wird wie beim einfachen Dynameter

$$\tau = \pm \frac{k}{N} \cdot f'; \quad \Delta = \pm \frac{2\tau}{d} \cdot f' = \frac{2 f'^2}{d} \frac{k}{N};$$

$$\psi = \pm \frac{s}{d} \cdot \frac{k}{N} \cdot f'; \quad \chi = \tau = \pm \frac{k}{N} \cdot f'; \quad \sigma = \pm \frac{0{,}1\,s}{n}.$$

Der Gesammtfehler in der Bestimmung von *a* ist

$$da = \pm 2 (2\tau + \psi + \sigma + \eta)$$

oder

$$da = \pm 2 \left(\frac{k}{N} \cdot f' \left(2 + \frac{s}{d} \right) + \frac{0{,}1\,s}{n} + 0{,}01\,a \right) \quad \ldots\ldots \quad 25)$$

Die Lage der *A.-P.* gegen das Okular wird durch Einstellung auf die *A.-P.* und auf die Okularfläche erhalten. Jede Einstellung kann um $\pm \Delta$ fehlerhaft sein.

Es wird daher, wenn die Entfernung der *A.-P.* vom Okular mit *l* bezeichnet wird

$$dl = \pm 2 \frac{2 f'^2}{d} \cdot \frac{k}{N} = \pm 4 \frac{f'^2}{d} \cdot \frac{k}{N} \quad \ldots\ldots \quad 26)$$

Aus den Grössen *e* und *a* folgt wie oben nachgewiesen die Vergrösserung $V = e/a$ und die aus den Fehlern in der Bestimmung von *e* und *a* für *V* folgende Unsicherheit

$$dV = \pm \frac{a\,de - e\,da}{a^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 27)$$

Eine Grundbedingung für die Richtigkeit der mittels des Dynameters gefundenen Vergrösserungsziffer ist, dass der Objektivrand wirklich die Begrenzung der *E.-P.* darstellt und dass nicht, wie man es häufig bei mangelhaft konstruirten terrestrischen Fernrohren findet, das Umkehrsystem eine zu kleine Apertur hat und dadurch die *E.-P.* und somit auch die *A.-P.* abblendet. Bestimmt man bei einem solchen Fernrohr die Vergrösserung aus dem Verhältniss *E.-P./A.-P.*, wobei man bei ersterer den gemessenen Objektivdurchmesser zu Grunde legt, so wird man offenbar einen zu grossen Werth erhalten, indem die *A.-P.* nicht das Bild des Objektivrandes, sondern das Bild der sonst etwa im Umkehrsystem vorhandenen Blende darstellt.

Man umgeht diesen Fehler, indem man der Reihe nach mehrere Blenden von bekanntem Durchmesser vor das Objektiv setzt und mittels des Dynameters die Grösse ihres Bildes in der *A.-P.* misst. Die Verhältnisse der Blendendurchmesser zu ihren Bildern müssen, das Okular aplanatisch vorausgesetzt, konstant sein gleich der Vergrösserung des Fernrohrs.

Hat man auf diese Weise die wahre Vergrösserung gefunden, so kann man umgekehrt den wirksamen Objektivdurchmesser ermitteln, indem man den Durchmesser der *A.-P.* ohne Abblendung der *E.-P.* durch eine vorgeschaltete Blende misst und diesen Werth mit der gefundenen Vergrösserung multiplizirt. Das Produkt giebt die wirksame Objektivöffnung.

Für die praktische Ausführung des einfachen Dynameters ist den vorangeschickten Bemerkungen kaum noch etwas Wesentliches hinzuzufügen.

Die Fig. 12 zeigt das Mikroskopdynameter auf das Okular eines holländischen Fernrohrs aufgesetzt. *S* ist die Skale, in 0,1 *mm* getheilt, *O* das Mikroskopobjektiv und bei *A.-P.* die Austrittspupille des Fernrohrs.

Das Objektiv *O* hat eine Brennweite von 25 *mm*, also einen freien Objektivabstand von fast 50 *mm*, sodass man noch das Bild einer *A.-P.* in die Skalenebene

bringen kann, welche etwa 50 *mm* jenseits des Okulars liegt. Die Oberkante der Hülse *R*, in welcher sich der Mikroskoptubus *T* verschieben lässt, dient als Index für die auf dem Tubus angebrachte Theilung zur Bestimmung der Lage der *A.-P.* Die als Mikroskopokular wirkende Lupe *L* lässt sich auf die Skale scharf einstellen.

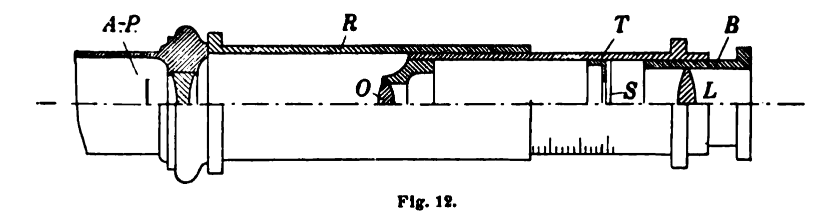


Fig. 12.

Beispiele. Für ein einfaches Dynameter mit den Abmessungen $f' = 10\,mm$, Skale in 0,1 *mm* getheilt, $d = 5\,mm$; ferner $s = a = 3\,mm$, also $n = 30$ folgt

$$da = \pm 0{,}03 \text{ bezw. } \pm 0{,}02, \text{ für } k = 0{,}025 \text{ bezw. } 0{,}0125\,mm,$$

also $= 1\,\%$ bezw. $^2/_3\,\%$. Beim Mikroskopdynameter kommt zu dem eben angegebenen Fehler noch der Fehler $0{,}01\,a = 0{,}03\,mm$ hinzu. dl wird $= 0{,}008\,mm$ bezw. $= 0{,}004\,mm$, wenn die *A.-P.* des Mikroskopdynameters $= 5\,mm$ ist. Endlich folgt für $V = 4$, $e = 12\,mm$, $a = 3\,mm$, $de = 0{,}12$ und $da = 0{,}03$, $dV = 0{,}08 = 2{,}0\,\%$.

Schlussbemerkung[1]).

Da nach den Darlegungen des Abschnittes I die zu ermittelnden optischen Konstanten in einer einfachen Beziehung zu einander stehen, indem

$$\frac{E.\text{-}P.}{A.\text{-}P.} = \frac{\operatorname{tg}\frac{\alpha}{2}}{\operatorname{tg}\frac{A}{2}} = V$$

ist, so folgt, dass man nur drei von diesen Konstanten zu messen braucht, um auch die beiden übrigen leicht durch Rechnung bestimmen zu können.

Man kommt z. B. mit einem Kollimatorrohr und einem Mikroskopdynameter in allen Fällen aus, indem man das wahre Gesichtsfeld und die Vergrösserung misst und das scheinbare Gesichtsfeld nach obiger Gleichung berechnet.

Die unter Abschnitt IIIA und IIIB angegebenen Apparate eignen sich ihrer Konstruktion nach besonders für die Bestimmung und Vergleichung der scheinbaren Gesichtsfelder einer grösseren Anzahl von Fernrohren desselben Typus.

Das unter Abschnitt IV beschriebene Instrument gestattet, alle in Frage kommenden Grössen (mit Ausnahme der *E.-P.*) direkt zu messen und ist jedenfalls die bequemste und kompendiöseste der angegebenen Einrichtungen; doch ist dieser Apparat nicht so wohlfeil herzustellen wie die anderen.

---

[1]) Bei der Herleitung der Gleichung 7) ist versäumt worden zu bemerken, dass dabei das Auge als einfache *camera obscura* angenommen ist. In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse verwickelter. Ferner ist auf *S. 7 Z. 4 u. 17 v. o. E.-P.* statt Iris zu setzen.

Bemerkungen über den Bau und die Justirung von Spektrographen.

Von
Dr. J. Hartmann in Potsdam.

(Fortsetzung von S. 27.)

III. Erforderliche Grösse der Prismen.

Nachdem im Vorhergehenden die günstigste Art der Prismen ermittelt worden ist, erübrigt noch, deren für einen bestimmten Apparat vortheilhafteste Grösse festzustellen. Es erscheint beinahe selbstverständlich, dass die Prismen stets gross genug sein müssen, um das ganze vom Kollimatorobjektiv kommende Lichtbündel aufzunehmen, allein ich werde zeigen, dass man eine, wenn auch nur geringe, Steigerung der Helligkeit des Spektrums mit etwas kleineren Prismen erreichen kann. Da mit der Grösse der Prismen die Schwierigkeit ihrer exakten Herstellung und eines vollkommenen Temperaturausgleiches während der Messungen, ferner ihr Preis, namentlich aber ihr Gewicht, sowie das des ganzen Prismengehäuses wächst, so erscheint es auch aus diesen Gründen wünschenswerth, das Mindestmaass der Prismen genau zu bestimmen.

Werden die Prismen, wie es gewöhnlich geschieht, mit ihren dreieckigen Grundflächen zwischen zwei Metallplatten befestigt, so ist bekanntlich ihre Höhe, d. h. die Länge der brechenden Kante, wenige Millimeter grösser zu nehmen als der Durchmesser des Kollimatorobjektivs, auch sind zwischen die Prismen und jene Metallplatten dünne Platten einer nicht zu harten, die Wärme schlecht leitenden Substanz — Elfenbein, Asbestpappe o. dgl. — zu legen. Man vermeidet hierdurch, dass die Lichtstrahlen durch Theile des Glases gehen, die etwa durch ungleichmässigen Druck der Befestigungsplatten oder ihre durch Berührung mit dem Metall beeinflusste Temperatur weniger homogen sind als die übrigen Theile des Prismas.

Die Seitenlänge S eines Prismas, welches das *ganze* aus dem Kollimatorobjektiv vom Durchmesser $2r$ kommende Licht aufnehmen kann, berechnet sich aus der Formel

$$S = \frac{2r}{\cos i},$$

wobei i der Einfallswinkel an der ersten Prismenfläche ist. Zieht man nun aber das so berechnete Prisma aus der Stellung ABC (Fig. 3), in welcher es das ganze Strahlenbündel aufnimmt, in der Richtung nach seiner Basis AC hin etwas zurück, etwa bis in die Lage $A'B'C'$, so wird zwar das aus dem Segment EFG des Objektivs (dasselbe ist in der Figur um 90° gegen seine wirkliche Lage gedreht dargestellt) kommende Licht unbenutzt vor der brechenden Kante B' vorbeigehen, allein das ganze übrige Licht hat jetzt einen um die Dicke der zwischen BC und $B'C'$ liegenden Glasplatte kürzeren Weg im Glase zurückzulegen als zuvor. Hierdurch wird eine solche Verminderung des Lichtverlustes durch Absorption erzielt, dass durch das Zurückziehen des Prismas bis zu einer gewissen Grenze eine Steigerung der Helligkeit des Spektrums möglich ist. Die Prismen können alsdann

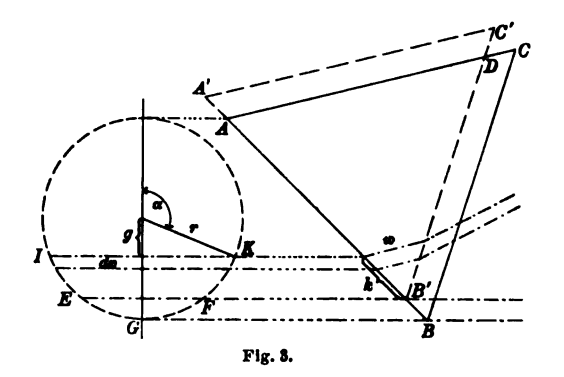


Fig. 3.

um das Stück $AA'C'D$ kleiner genommen werden, und entsprechend reduzirt sich die Grösse des Prismengehäuses und auch des Kameraobjektivs.

Es sei IK eine zur brechenden Kante parallele Sehne der kreisförmigen Kollimatoröffnung, g ihr Abstand vom Mittelpunkt der Oeffnung, nach der brechenden Kante hin positiv gerechnet, $h = IK$ ihre Länge und 2α der zugehörige Zentriwinkel; dann ist

$$g = -r \cos \alpha \qquad h = 2 r \sin \alpha .$$

Zieht man eine zweite Sehne im Abstande $g + dg$ von der Mitte, so liegt zwischen beiden Sehnen ein Flächenelement der Oeffnung, dessen Inhalt dv sich aus

$$dv = h\, dg = 2 r^2 \sin^2 \alpha\, d\alpha$$

ergiebt. Hat die Sehne EF, welche die noch in das Prisma eintretenden Strahlen von denjenigen trennt, die an der brechenden Kante vorbeigehen, den Abstand g_0 vom Mittelpunkt der Oeffnung und den Zentriwinkel $2\alpha_0$, so ist entsprechend

$$g_0 = -r \cos \alpha_0 .$$

Das durch das Flächenelement dv gegangene Lichtbündel trifft das Prisma in einer Entfernung

$$k = (g_0 - g) \sec i$$

von der brechenden Kante und hat im Prisma einen Weg von der Länge

$$w = 2 k \sin \frac{b}{2} = 2 (g_0 - g) \sec i \sin \frac{b}{2}$$

zu durchlaufen. Sind m Prismen vorhanden, so ist die Weglänge im Glase mw. Setzt man noch zur Abkürzung

$$2 m r \sec i \sin \frac{b}{2} = z ,$$

so folgt

$$m w = 2 m r (\cos \alpha - \cos \alpha_0) \sec i \sin \frac{b}{2} = z (\cos \alpha - \cos \alpha_0) .$$

Ist, wie früher, c der Absorptionskoeffizient des Glases, so ergiebt sich die Intensität des aus den Prismen austretenden Lichtes, nachdem es im Glase die Strecke mw durchlaufen hat, aus

$$J = J_0 c^{mw} = J_0 c^{z (\cos \alpha - \cos \alpha_0)} .$$

Die durch das Flächenelement dv gegangene Lichtmenge wird demnach

$$d L = J_0 c^{mw}\, dv = 2 r^2 J_0 c^{z (\cos \alpha - \cos \alpha_0)} \sin^2 \alpha\, d\alpha$$

und die gesammte durch die ganzen Prismen gelangende Lichtmenge

$$L = 2 r^2 J_0 \int_0^{\alpha_0} c^{z (\cos \alpha - \cos \alpha_0)} \sin^2 \alpha\, d\alpha .$$

Nun ist die aus dem Kollimatorobjektiv austretende Lichtmenge

$$L_0 = r^2 \pi J_0$$

und folglich die durch die Prismen bewirkte Schwächung

$$\frac{L}{L_0} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\alpha_0} c^{z (\cos \alpha - \cos \alpha_0)} \sin^2 \alpha\, d\alpha .$$

Von dem Lichtverlust durch Reflexion ist bei dieser ganzen Betrachtung abzusehen, da derselbe unabhängig von der Grösse der Glasflächen ist.

Die Integration ist leicht durch Reihenentwickelung zu ermöglichen. Setzt man noch $c = e^x$, also $x = \log \operatorname{nat} c$, so folgt

$$\frac{L}{L_0} = \frac{2}{\pi} e^{-x z \cos \alpha_0} \int_0^{\alpha_0} e^{x z \cos \alpha} \sin^2 \alpha\, d\alpha .$$

Nun ist

$$\int e^{xz\cos\alpha}\sin^2\alpha\, d\alpha = \int (1-\cos^2\alpha)\left(1+\frac{xz\cos\alpha}{1!}+\frac{x^2z^2\cos^2\alpha}{2!}+\frac{x^3z^3\cos^3\alpha}{3!}+\ldots\right)d\alpha$$

$$=\int\left\{1+xz\cos\alpha+\left(\frac{x^2z^2}{2!}-1\right)\cos^2\alpha+\left(\frac{x^3z^3}{3!}-\frac{xz}{1!}\right)\cos^3\alpha+\left(\frac{x^4z^4}{4!}-\frac{x^2z^2}{2!}\right)\cos^4\alpha\ldots\right\}d\alpha.$$

Setzt man die bekannten Werthe für die Integrale der Cosinus-Potenzen ein, so erhält man die Entwickelung

$$\int e^{xz\cos\alpha}\sin^2\alpha\, d\alpha = \frac{1}{2}p_0\alpha+\frac{2}{3}p_1\sin\alpha+q_1\sin\alpha\cos\alpha+q_2\sin\alpha\cos^2\alpha+q_3\sin\alpha\cos^3\alpha+\ldots,$$

worin unter Benutzung der symbolischen Bezeichnung

$$(n)=\frac{x^n z^n}{n!}$$

die Koeffizienten p und q folgende Werthe haben:

$$p_0 = 1+\frac{1}{4}(2)+\frac{1}{6}\cdot\frac{3}{4}(4)+\frac{1}{8}\cdot\frac{3}{4}\cdot\frac{5}{6}(6)+\frac{1}{10}\cdot\frac{3}{4}\cdot\frac{5}{6}\cdot\frac{7}{8}(8)+\ldots$$

$$p_1 = \frac{1}{2}(1)+\frac{1}{5}(3)+\frac{1}{7}\cdot\frac{4}{5}(5)+\frac{1}{9}\cdot\frac{4}{5}\cdot\frac{6}{7}(7)+\frac{1}{11}\cdot\frac{4}{5}\cdot\frac{6}{7}\cdot\frac{8}{9}(9)+\ldots$$

$$q_1 = \frac{1}{2}p_0-1$$

$$q_2 = \frac{1}{3}p_1-\frac{1}{2}(1)$$

$$q_3 = \frac{1}{3}[2q_1+1-(2)]$$

$$q_4 = \frac{1}{4}[3q_2+(1)-(3)]$$

$$q_5 = \frac{1}{5}[4q_3+(2)-(4)]$$

$$\cdot\quad\cdot\quad\cdot\quad\cdot$$

Da das obige Integral für $\alpha=0$ verschwindet, so erhält man für die Lichtschwächung durch das Prisma den Ausdruck

$$\frac{L}{L_0}=\frac{2}{\pi}e^{-xz\cos\alpha_0}\sin\alpha_0\left\{\frac{1}{2}p_0\frac{\alpha_0}{\sin\alpha_0}+\frac{2}{3}p_1+q_1\cos\alpha_0+q_2\cos^2\alpha_0+q_3\cos^3\alpha_0+\ldots\right\}.$$

Für den schon oben besprochenen Spektrographen III haben die Konstanten folgende Werthe:

$$2r = 32\,mm,\qquad b = 63^\circ\,28{,}0',\qquad i = 61^\circ\,43{,}5',\qquad m = 3.$$

Hiermit ergiebt sich

$$\log z = 2{,}02772.$$

Ferner ist für das zu den Prismen verwendete Flintglas

$$\log c = 9{,}9972428,$$

woraus

$$x = -0{,}0063488$$

und

$$\log xz = 9{,}83042\,n$$

folgt. Der Ausdruck für L/L_0 nimmt hiermit für den genannten Spektrographen folgende Form an:

$$\frac{L}{L_0}=0{,}63662\,e^{0{,}67674\cos\alpha_0}\sin\alpha_0\left\{0{,}529175\frac{\alpha_0}{\sin\alpha_0}-0{,}232558-0{,}470825\cos\alpha_0+0{,}22209\cos^2\alpha_0\right.$$

$$\left.-0{,}05688\cos^3\alpha_0+0{,}01029\cos^4\alpha_0-0{,}00145\cos^5\alpha_0+0{,}00017\cos^6\alpha_0-0{,}00002\cos^7\alpha_0\right\}.$$

Die Reihe konvergirt so stark, dass die Berechnung keinerlei Schwierigkeiten macht. Ich habe auf diese Weise das folgende Täfelchen erhalten:

α_0	$\frac{L}{L_0}$	Helligkeit des Spektrums
180°	0,5379	1,0000
170	0,5424	1,0083
160	0,5514	1,0250
150	0,5591	1,0393
140	0,5603	1,0416
130	0,5512	1,0247
120	0,5290	0,9834
110	0,4926	0,9158
100	0,4425	0,8227

Zieht man das Prisma in der erwähnten Weise zurück, so findet demnach anfangs eine nicht unmerkliche Zunahme der Helligkeit des Spektrums statt. Dieselbe erreicht bei $\alpha = 140^0$ einen Betrag von 4 Prozent. Für Spektrograph III würden Prismen, die das sämmtliche aus dem Kollimator austretende Licht aufnehmen können, eine Seitenlänge von 67,55 *mm* haben müssen, während die nach obiger Tafel lichtstärksten Prismen bei $\alpha_0 = 140^0$ nur noch 59,65 *mm* Seitenlänge haben. Es wurde daher dem ersten, dem Kollimatorobjektiv am nächsten stehenden Prisma eine Seitenlänge von 60 *mm* gegeben. Beim zweiten Prisma wurde dieselbe wegen der durch die Dispersion bewirkten Ausbreitung des Lichtbündels auf 65 *mm*, beim dritten auf 70 *mm* erhöht.

Durch das Vorstehende soll nun keineswegs gesagt sein, dass man in allen Fällen von der besagten Verkleinerung der Prismen Gebrauch machen müsse, sondern es sollte einzig und allein die Grenze ermittelt werden, bis zu welcher eine solche Verkleinerung noch zulässig ist. Ganz unrichtig wäre es, wenn man umgekehrt ein Prisma so in den Strahlengang stellen würde, dass sein schmalster Theil in der Nähe der brechenden Kante unbenutzt bliebe. Gerade dieser Theil liefert wegen seiner Lichtstärke den werthvollsten Beitrag zum Spektrum und man hat daher darauf zu achten, dass die Flächen des Prismas bis dicht an die brechende Kante heran fehlerfrei hergestellt werden.

Ein Einwurf, den man gegen die besprochene Verkleinerung der Prismen machen könnte, möge hier noch erwähnt werden. Es ist bekannt, dass die trennende Kraft eines Prismas bei gleicher Glassorte und gleichem brechenden Winkel der Seitenlänge proportional ist. Allein dieser Satz gilt streng nur für Lichtbündel von rechteckigem Querschnitt, die das *ganze* Prisma ausfüllen; im vorliegenden Falle, wo die grösseren Prismen nur den einzigen Vortheil hätten, dass sie auch das aus dem kleinen Kreissegment EFG (Fig. 3) kommende Licht mit aufnehmen könnten, findet jene Proportionalität nicht statt. Nach den Untersuchungen von Rayleigh besitzt im Spektroskop ein kreisförmig begrenztes Lichtbündel vom Durchmesser $2r$ nur dieselbe trennende Kraft, wie ein rechteckig begrenztes Bündel von der Breite $1,8r$. Da sich nun bei der vorgeschlagenen Verkleinerung der Prismen der Querschnitt des Strahlenbündels mehr der rechteckigen Form nähert, so werden auch in Bezug auf trennende Kraft die kleineren Prismen mindestens dasselbe leisten, wie die grösseren.

IV. Prüfung und Justirung der Apparate.

Die von mir vorgenommene Prüfung der neuen Spektrographen erstreckte sich zunächst auf ihre einzelnen optischen Theile. Die Prismen wurden mit Hülfe des grossen Bamberg'schen Spektrometers des Observatoriums untersucht und die Linsen wurden auf einer optischen Bank geprüft.

Die Vorprüfung der Linsen führte zur Kenntniss der Brennweiten für die einzelnen Farben (für H_γ-Licht speziell durch photographische Aufnahmen einer Wasserstoffröhre), und so konnte auf Grund dieser Zahlen der Spalt genau in den photographischen Fokus des Kollimatorobjektivs eingestellt werden. Da die genaue Fokussirung des Kollimators sehr wichtig ist, so will ich das Verfahren, welches ich zur Ermittelung der Brennweite für H_γ angewandt habe, hier mittheilen.

Auf einer optischen Bank wurde das zu untersuchende Kollimatorobjektiv und einige Meter davon entfernt eine Geissler'sche Wasserstoffröhre aufgestellt. Das Objektiv wurde mit einer Blende bedeckt, die zwei einander parallele spaltförmige Oeffnungen von 2 *mm* Breite und 16 *mm* Abstand enthielt. Ist die Richtung dieser Oeffnungen der Geissler'schen Röhre parallel, so treten durch das Objektiv zwei ebene Lichtbündel, die sich in einer geraden Linie, dem von der Linse entworfenen Bilde der Röhre, durchschneiden. Fängt man daher die Strahlen mit einer photographischen Platte auf, so wird man auf letzterer nur dann *ein einziges* Bild der Röhre, d. h. eine gerade Linie, erhalten, wenn die Platte genau durch den Schnittpunkt der genannten Lichtbündel geht, also genau richtig fokussirt ist. Befindet sich dagegen die Platte nicht in der genauen Bildweite, sondern in geringerer oder grösserer Entfernung vom Objektiv, so erhält man auf derselben zwei Bilder der Röhre, d. h. zwei parallele gerade Linien, deren Abstand e von einander proportional ist zu der Entfernung der Platte von dem Orte des vom Objektiv entworfenen Bildes. Ergiebt eine Skale, welche die Verschiebung der Platte in der Richtung der Achse des Objektivs misst, bei richtiger Einstellung auf das Bild der Röhre die Ablesung A_0 und erhält man bei der Ablesung A zwei um die Strecke e von einander entfernte Bilder auf der Platte, so ist allgemein

$$\frac{e}{A - A_0} = \text{konst.}$$

Macht man zwei derartige Aufnahmen bei verschiedenen Fokussirungen, so erhält man die Beziehung

$$\frac{e_1}{A_1 - A_0} = \frac{e_2}{A_2 - A_0},$$

aus welcher zur Bestimmung von A_0 die beiden Ausdrücke

$$A_0 = A_1 - e_1 \cdot \frac{A_1 - A_2}{e_1 - e_2},$$

$$A_0 = A_2 - e_2 \cdot \frac{A_1 - A_2}{e_1 - e_2}$$

hervorgehen. Mit Vortheil wird man die Aufnahmen so anordnen, dass der wahre Ort des Bildes von ihnen eingeschlossen wird, dass also $A_1 < A_0$ und $A_2 > A_0$ ist; alsdann hat man e_1 das negative, e_2 das positive Vorzeichen zu geben. Auch wird man, wenn es auf grosse Genauigkeit ankommt, nicht nur zwei, sondern mehrere Aufnahmen bei verschiedenen Einstellungen der Platte machen.

Das beschriebene Verfahren ist ganz ausserordentlich zuverlässig. Während man bei der üblichen Fokussirungsweise, bei welcher nur die *Schärfe* des Bildes beurtheilt wird, bei Linsen von kleinem Oeffnungswinkel häufig um ganze Millimeter

in der Fokusbestimmung unsicher bleibt, ergeben wenige extrafokale Aufnahmen in der oben beschriebenen Weise die Zehntel Millimeter mit absoluter Sicherheit. Als Beispiel hierfür will ich eine Reihe derartiger Aufnahmen mittheilen, die sich auf das Kollimatorobjektiv des Spektrographen III beziehen. Bei einem Abstande $D = 3028{,}4$ *mm* der Geissler'schen Röhre von der vorderen Kante der Objektivfassung erhielt ich folgende acht Aufnahmen auf derselben Platte:

Aufnahme	A	e
1	$A = 189$ *mm*	$e = +2{,}053$ *mm*
2	179 „	$+1{,}779$ „
3	169 „	$+1{,}480$ „
4	159 „	$+1{,}197$ „
5	109 „	$-0{,}244$ „
6	99 „	$-0{,}536$ „
7	89 „	$-0{,}822$ „
8	79 „	$-1{,}112$ „.

Fasst man zur Berechnung die Aufnahmen zu den Paaren 1 und 5, 2 und 6, 3 und 7, 4 und 8 zusammen, so ergeben sich die folgenden acht Werthe von A_0:

	A_0
$A_0 =$	117,49 *mm*
	117,53 „
	117,56 „
	117,53 „
	117,50 „
	117,52 „
	117,57 „
	117,53 „
Mittel	117,53 *mm*.

Dem Werthe $A = 0$ entspricht nun ein Abstand der Platte von der genannten Kante der Objektivfassung gleich 458,78 *mm*, woraus die Entfernung des Bildes von jener Kante $d = 576{,}31$ *mm* folgt. Für eine Anzahl verschiedener Werthe von D wurde auf diese Art d bestimmt und daraus in der bekannten Weise die Lage des Brennpunktes für parallel einfallende Strahlen, d. h. für $D = \infty$ berechnet. Ich habe, um eine etwaige Aenderung der Brennweite mit der Temperatur nachzuweisen, die Messungen bei zwei verschiedenen Temperaturen ausgeführt und erhielt für den Abstand d_0 des Brennpunktes von jener Kante

bei $+19{,}2^{\circ}$ C. $d_0 = 486{,}17$ *mm*
$+\ 2{,}0$ „ $486{,}35$ „ .

Der Unterschied beider Zahlen liegt zwar an der Grenze des sicher Nachweisbaren, dürfte aber bei der Zuverlässigkeit der angewandten Methode verbürgt erscheinen; es würde daraus für eine Temperaturänderung von $+10^{\circ}$ C. eine Verkürzung der Brennweite relativ gegen Messing um 0,1 *mm* folgen. Da bei Spektrograph III die Entfernung des Spaltes vom Kollimatorobjektiv ein für alle Mal fest eingestellt wird, so treten nur bei einer bestimmten Temperatur t_0 die Strahlen genau parallel aus dem Kollimator aus; bei einer Temperatur von $t_0 - 10^{\circ}$ treten sie so divergent aus, als ob sie von einem Spalte ausgingen, der in 2,3 *km* Entfernung liegt. Es ist selbstverständlich, dass eine so geringe Divergenz der Strahlen auf die Schärfe des Spektrums ohne Einfluss ist, falls man nur durch geeignete Fokussirung der Kamera die kleine vom Temperaturkoeffizienten des Kollimators herrührende Veränderung des Strahlenganges mit ausgleicht.

Um eine möglichst lange Strecke des Spektrums scharf abzubilden kann man noch folgendermaassen verfahren. Ist das Kollimatorobjektiv so achromatisirt, dass

der Wendepunkt der Achromatisirungskurve auf diejenige Wellenlänge fällt, für welche auch die Prismen auf das Minimum der Ablenkung eingestellt werden sollen, so stellt man den Spalt nicht genau in den Fokus für diese Wellenlänge, da diese die kürzeste Brennweite im ganzen Spektrum besitzt, sondern macht die Entfernung des Spaltes vom Kollimatorobjektiv ein wenig grösser. Es werden alsdann zwei etwas seitlich im Spektrum liegende Strahlengattungen genau parallel aus dem Kollimatorobjektiv austreten, also homozentrisch abgebildet, während für den mittleren Theil des Spektrums die homozentrische Abbildung schon deshalb stattfindet, weil die Prismen hierfür auf das Minimum der Ablenkung eingestellt sind. Bei den zwei in Rede stehenden Spektrographen ist es gelungen, Strecken des Spektrums zur gleichzeitig scharfen Abbildung zu bringen, die erheblich umfangreicher sind, als bei allen bisherigen Sternspektrographen. Der Apparat I (mit einem Prisma) bildet gleichzeitig die Strecke zwischen den Fraunhofer'schen Linien D und N, der eine Wellenlängendifferenz von 230 $\mu\mu$ entspricht, scharf ab; bei Apparat III (mit drei Prismen) wird die Strecke von b bis K vollkommen scharf gezeichnet. Gerade bei Sternspektrographen ist es von grosser Bedeutung, den Bereich des scharf abgebildeten Spektrums möglichst weit auszudehnen, da man dann bei derselben Dauer der Expositionszeit ein erheblich reichhaltigeres Beobachtungsmaterial erhält, als wenn nur eine kurze Strecke des Spektrums vom Spektrographen gut wiedergegeben wird.

Nachdem die weitere Justirung des Apparates, genaue Senkrechtstellung der Prismenkanten zu den Achsen von Kollimator und Kamera, Einstellung der Prismen auf das Minimum der Ablenkung für H_γ, Bestimmung der günstigsten Neigung der Kassette gegen die Achse der Kamera vollendet war, wurde eine eingehende Prüfung des fertigen Spektrographen vorgenommen.

Die unerlässliche Forderung, welche man an die optische Leistung eines Spektrographen zu stellen hat, ist kurz gesagt die, dass er alle Strahlen gleicher Wellenlänge, die durch den Spalt auf das Kollimatorobjektiv fallen, auf der photographischen Platte zu einem, abgesehen von den kaum merkbaren Beugungserscheinungen, die von der Oeffnung des Kameraobjektivs abhängen, absolut scharfen Bilde des Spaltes vereinigt; dieses Bild ist die jener Wellenlänge entsprechende „Linie“. Nicht unumgänglich nothwendig und bei Konkavgitter-Apparaten auch nicht erfüllt ist die Forderung der punktweise scharfen Abbildung, bei der jedem einzelnen Punkte des Spaltes auf der Platte ein scharfes punktförmiges Bild entspricht; ein guter Prismenapparat genügt jedoch auch dieser Bedingung. Entspricht ein Spektrograph der zuerst aufgestellten Forderung, so ist es ohne Weiteres einleuchtend, dass es auf die Lage und die Schärfe der Linien ohne jeden Einfluss sein muss, ob der Lichtstrahl senkrecht oder schräg auf den Spalt gefallen ist, oder ob man ihn mit einer Linse genau auf den Spalt oder auch auf einen Punkt vor oder hinter dem Spalte konzentrirt hat. Bringt eine derartige Aenderung im Strahlengange eine Verschiebung, Verbreiterung oder Unschärfe der Linien hervor, so ist obige Fundamentalaufgabe des Spektralapparates nicht erfüllt und ein solcher Apparat ist zu exakten Messungen nicht geeignet. Insbesondere sind Schlüsse auf das thatsächliche Aussehen der Linien eines Spektrums, auf deren Schärfe, Breite, einseitige Verwaschenheit und Aehnliches erst dann erlaubt, wenn man sich überzeugt hat, dass die Ursache dieser Erscheinungen nicht in dem benutzten Spektralapparat liegen kann.

Zu einer vorläufigen Prüfung des Spektrographen macht man Aufnahmen geeigneter Spektra. Wenig empfehlenswerth hierzu ist das direkte Sonnenlicht.

Lässt man dieses, etwa vom Spiegel eines Heliostaten reflektirt, auf den Spalt fallen, so wird, wenn der Spalt nicht sehr eng ist, nur ein schmales Lichtbündel in den Kollimator eintreten, sodass von den Prismen und Objektiven nur ganz kleine Theile benutzt werden, während die übrigen Theile zur Bilderzeugung nichts beitragen. Ist ein auf diese Weise aufgenommenes Sonnenspektrum auch vollkommen scharf, so beweist das für die Güte des Instrumentes gar nichts. Bei allen Probeaufnahmen ist die wichtigste Regel, stets das *ganze* Kollimatorobjektiv gleichmässig zu beleuchten. Bei Verwendung des Sonnenlichtes kann man dies durch Benutzung einer Projektionslinse oder aber weit einfacher und sicherer durch Aufstellung einer Mattscheibe in geringer Entfernung vor dem Spalte erreichen. Auch das diffuse Himmelslicht ist für die Probeaufnahmen brauchbar. Erscheint ein auf diese Art erhaltenes Sonnenspektrum vollkommen scharf, so kann man wohl annehmen, dass der Spektrograph keine groben Fehler besitzt, allein ganz sicher ist eine derartige Prüfung noch nicht; da das Sonnenspektrum zu linienreich ist und zu wenig schroffe Kontraste aufweist, wird eine geringe Unschärfe der Linien sich leicht der Wahrnehmung entziehen können.

Wesentlich besser eignen sich zur Prüfung der Apparate die Linienspektra von Metallen und von Gasen in Geissler'schen Röhren. Wer über eine elektrische Bogenlampe verfügt, kann in wenigen Minuten ein sicheres Urtheil über die Güte eines Spektrographen erlangen. Man stellt die Lampe etwa 50 *cm* vor dem Spalt auf und eine Mattscheibe mitten zwischen Lampe und Spalt. Verdampft man dann im elektrischen Bogen ein Metall, etwa Eisen, und bleiben auch bei kräftiger Belichtung die Linien absolut scharf, namentlich ohne einseitige Verwaschenheit, so kann man sicher sein, dass der benutzte Apparat recht gut ist. In Ermangelung einer Bogenlampe kann auch das Funkenspektrum von Metallen Anwendung finden, nur müssen bei dessen geringerer Lichtstärke viel längere Belichtungen genommen werden. Schneller kommt man in diesem Falle zum Ziele, wenn man statt der Mattscheibe eine Projektionslinse zur vollkommenen Beleuchtung des Kollimatorobjektivs benutzt. Um sich zu überzeugen, dass die Linse diesen Zweck richtig erfüllt, bringt man das Auge, nachdem die Kassette aus dem Kamerarohre entfernt ist, an eine Stelle, wo das Bild gut sichtbarer Linien liegt; es eignen sich hierzu z. B. die hellen gelbgrünen Linien des Luftspektrums, die in Funkenspektren stets auftreten. Blickt man dann nach dem Kameraobjektiv hin, so muss man durch dieses und die Prismen hindurch das *ganze* Kollimatorobjektiv in der betreffenden Farbe gleichmässig leuchten sehen. Recht brauchbar sind auch Geissler'sche Röhren, die kräftige Linienspektra geben, z. B. Wasserstoffröhren. Man stellt die Kapillare der Röhre möglichst dicht an den Spalt und zu diesem parallel, wobei man nur darauf zu achten hat, dass der Spalt enger ist als die leuchtende Kapillare und in seiner ganzen Breite gleichmässig Licht bekommt. Man erkennt dies daran, dass man durch eine an die Stelle der Kassette gesetzte Lupe, die scharf auf die Linien eingestellt wird, nur die Spaltränder und nicht etwa einen Theil der Röhre als seitliche Begrenzung der Linien wahrnimmt. Entfernt man dann die Lupe, so muss wieder das *ganze* Kollimatorobjektiv in der betreffenden Farbe gleichmässig leuchten. Man nehme bei diesen Prüfungen immer neben kürzeren auch kräftige Belichtungen vor und überzeuge sich, ob in allen Fällen die Linien vollständig scharf bleiben.

Eine allerdings erheblich mühsamere Methode, die dafür aber ein absolut sicheres Urtheil über die Zuverlässigkeit des Apparates ergiebt, habe ich zur Untersuchung der beiden mehrfach erwähnten Spektrographen in Anwendung gebracht.

Man wird überhaupt auf diese Methode zurückgreifen müssen, wenn man bei einer der vorher besprochenen Proben unscharfe Linien erhalten hat und die Ursache hiervon näher aufsuchen will.

In etwa 25 *cm* Entfernung vom Spalte S (Fig. 4) wird eine Wasserstoffröhre R parallel zum Spalte so aufgestellt, dass sie in der Richtung senkrecht zur Achse des Kollimators mikrometrisch verschoben werden kann (zu diesem Zwecke hatte ich sie auf dem Schlitten einer Theilmaschine montirt). Ist der Spalt nicht zu eng (etwa 0,05 *mm* bis 0,1 *mm*), so tritt ein dünnes ebenes Lichtbündel in den Kollimator ein. Dieses wird bei einer gewissen Stellung R_1 der Röhre den einen Rand, bei einer anderen Stellung R_2 den gegenüberliegenden Rand des Kollimatorobjektivs treffen. Von dem mitten zwischen R_1 und R_2 liegenden Punkte R aus wird das Licht der Röhre genau durch die Achse des Kollimators, durch die Mitte der Prismen und des Kameraobjektivs gehen. Die ganze Strecke $R_1 R_2$ theilt man in eine Anzahl gleiche Abschnitte, sodass man von den einzelnen Theilpunkten aus der Reihe nach das Licht auf alle Theile des Kollimatorobjektivs senden kann. Man stellt nun die Röhre auf einen der Theilpunkte ein, verdeckt die Mitte des Spaltes durch einen schmalen Streifen und photographirt das Spektrum. Sodann bringt man nach Unterbrechung des Stromes die Röhre in die Stellung R, öffnet die Mitte des Spaltes und verschliesst die seitlichen Theile, worauf man eine zweite Belichtung auf derselben Platte vornimmt; die Kassette darf dazwischen natürlich nicht berührt werden. Man erhält so auf der Platte in einander gelagert zwei Spektra, von denen das innere durch die Zentraltheile des Spektrographen erzeugt wurde, während das auf beiden Seiten hiervon liegende äussere Spektrum von einem seitlich gelegenen Theile der Objektive und Prismen herrührt. Zeigt nun das äussere Spektrum keine Linienverschiebung gegen das innere, so folgt daraus, dass sich das mittlere und das seitliche Strahlenbündel genau in der Ebene der Platte durchschneiden. Sind dagegen die beiden Spektra gegen einander verschoben, so kann man durch andere Fokussirung der Platte stets erreichen, dass die Verschiebung gänzlich verschwindet. Diese Aufgabe ist, wie man sieht, mit der oben besprochenen Fokussirungsmethode vollkommen identisch. Hat man nun erreicht, dass sich der Mittelstrahl mit einem Seitenstrahl genau in der Ebene der Platte durchschneidet, so nimmt man bei derselben Fokussirung der Reihe nach die Spektra aller einzelnen Seitenstrahlen auf, indem man die Geissler'sche Röhre auf die verschiedenen Theilpunkte der Strecke $R_1 R_2$ einstellt. In jedes Spektrum wird zum Vergleich das durch die Achsenstrahlen von R aus erzeugte Spektrum eingelagert. Prüft man dann alle so erhaltenen Spektra unter dem Mikroskop und zeigt sich bei keinem derselben eine Verschiebung gegen das Mittelspektrum, so ist hiermit die strenge Erfüllung der oben aufgestellten Forderung erwiesen, der Spektralapparat ist frei von Aberration und die Lage und Schärfe der Linien ist unabhängig von der Richtung, in welcher die Lichtstrahlen auf den Spalt auffallen.

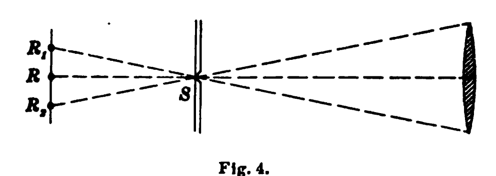


Fig. 4.

Findet eine vollkommene Koinzidenz aller Seitenspektra mit dem Mittelspektrum nicht statt, so können zwei Fälle eintreten. Entweder zeigt sich in den Verschiebungen ein gleichmässig fortschreitender Gang, sodass etwa das von R_1 aus erzeugte Spektrum am stärksten nach der Richtung kürzerer Wellenlängen, das von R_2 aus erhaltene dagegen nach der Richtung längerer Wellenlängen gegen das Mittel-

spektrum verschoben erscheint. Dies würde beweisen, dass die Platte bei den Aufnahmen nicht, wie oben gefordert wurde, richtig fokussirt war, und ein derartiger Gang kann durch Aenderung der Plattenstellung immer beseitigt werden. Sind jedoch die beiden Spektra von R_1 und von R_2 aus nach *derselben* Richtung gegen das Mittelspektrum verschoben, so ist der Apparat ohne Frage fehlerhaft und kann nur durch Abblendung eines Theiles der Prismen brauchbar gemacht werden. Es mögen als Beispiel hierfür einige Zahlen dienen, die ich bei der Untersuchung des Spektrographen I, der nur *ein* Prisma enthält, gefunden habe. Die Ausmessung von sieben in der angegebenen Weise erhaltenen Spektren ergab folgende Verschiebungen gegen das Mittelspektrum:

Punkt		Verschiebung
1	(R_1)	+ 0,040 *mm*
2		+ 0,014 "
3		0,000 "
4	(R)	0,000 "
5		+ 0,003 "
6		+ 0,020 "
7	(R_2)	+ 0,050 " .

Da alle Verschiebungen dasselbe Vorzeichen haben (sie liegen alle in der Richtung kürzerer Wellenlängen), so können bei keiner Fokussirung alle Strahlen auf der Platte zu einem scharfen Bilde vereinigt werden. Will man eine Unschärfe von 0,01 *mm* noch zulassen, so hat man die seitlichen Theile des Prismas vom Theilpunkt 1 bis etwa 2,3 und von 5,5 bis 7 abzudecken. Da hierdurch jedoch etwa ein Drittel alles Lichtes verloren gegangen wäre, so wurde für den Apparat ein neues Prisma beschafft, welches sich bei der erneuten Untersuchung als vollkommen fehlerfrei erwies.

Sollten bei den Aufnahmen der einzelnen Seitenspektra die Linien selbst nicht scharf, sondern verwaschen erscheinen, so ist das Prisma oder vielleicht auch eines der Objektive in der Richtung der brechenden Kante noch fehlerhaft. Man hat dann in dieser Richtung den Strahlengang durch Blenden, die auf das Kollimatorobjektiv aufgesetzt werden, in einzelne Abschnitte zu zerlegen und jeden für sich zu untersuchen. Auch für die vorher beschriebene Untersuchung kann man derartige Blenden[1]) in Anwendung bringen, wenn deren Oeffnung aus einem der brechenden Kante parallelen Schlitz besteht; allein beim Wechseln der Blenden kommt man leicht in die Gefahr, auf Theile des Apparates einen schädlichen Druck auszuüben, der das genaue Zusammenfallen der Spektra beeinträchtigen kann; bei Verwendung der verschiebbaren Geissler'schen Röhre wird diese Gefahr vermieden.

Auf die besagte Art ist es mir gelungen nachzuweisen, dass bei den beiden Spektographen I und III eine durchaus vollkommene Vereinigung aller irgendwie durch die optischen Theile gegangenen Strahlen zu einem scharfen Spaltbilde stattfindet. Wie man aus dem Vorhergehenden sieht, ist eine derartige Vereinigung auf der Platte aber nur dann möglich, wenn letztere genau richtig fokussirt ist, und es ist daher eine äusserst sorgfältige Fokuseinstellung der Platte bei allen Spektralaufnahmen unbedingt nothwendig. Die bisherigen Mittel, nur aus der Schärfe der Spektrallinien auf die richtige Stellung der Platte zu schliessen, schienen mir hierzu nicht auszureichen, und es ist daher an den beiden Apparaten eine Einrichtung angebracht worden, welche die Anwendung der schon oben besprochenen Methode der

[1]) Cornu (*Spectre normal du Soleil. S. 10*) schlug vor, eine Blende mit kreisförmiger Oeffnung von etwa 5 *mm* Durchmesser zu benutzen.

Fokussirung durch extrafokale Aufnahmen ermöglicht. Die Einrichtung besteht darin, dass man, ohne Licht auf die geöffnete Kassette fallen zu lassen, vor das Objektiv des Kollimators nach einander zwei Blenden setzen kann, welche das eine Mal nur Licht auf einen Streifen der Prismen nahe der brechenden Kante, das andere Mal nur auf einen Streifen nahe der Basis der Prismen fallen lassen. Die durch die beiden Blenden erhaltenen Spektra lagert man nun durch Abdeckung des Spaltes nebeneinander, während sich die Platte *nicht* im richtigen Fokus befindet[1]). Aus der Verschiebung zwischen den beiden Spektra ergiebt sich dann in der oben beschriebenen Weise die richtige Fokussirung mit grösster Schärfe. Man kann auch beide Oeffnungen in ein und derselben Blende anbringen, ist dann aber bei den Fokusbestimmungen auf die Benutzung linienarmer Spektra, etwa des Wasserstoffspektrums angewiesen, während man bei Verwendung getrennter Blenden die Fokussirung auch mit Tageslicht vornehmen kann.

Ich darf nicht unerwähnt lassen, dass die hier besprochene Methode der Fokusbestimmung nur dann zulässig ist, wenn der optische Apparat zuvor in der von mir beschriebenen Weise untersucht und für gut befunden wurde, da man nur in diesem Falle berechtigt ist, den Durchschnittspunkt der beiden aus dem Objektiv ausgeblendeten Lichtbündel als den Brennpunkt der aus dem *ganzen* Objektiv kommenden Strahlen anzusehen.

Die Methode der extrafokalen Aufnahmen hat sich am Astrophysikalischen Observatorium auch zur Prüfung und zur exakten Brennpunktsbestimmung von Fernrohrobjektiven als besonders nützlich erwiesen. An dieser Stelle will ich kurz nur Folgendes erwähnen: Unter Anwendung geeigneter Blenden erhält man durch extrafokale Aufnahmen die Brennweiten aller einzelnen Theile des Objektivs und somit genau zahlenmässig den Verlauf der Zonenfehler und des Astigmatismus. Nimmt man die extrafokalen Bilder nicht direkt auf der photographischen Platte auf, sondern lässt sie auf den Spalt eines Spektrographen fallen, so erhält man gleichzeitig auch noch den Verlauf der Achromatisirung des Objektivs. Ueber die Resultate hier ausgeführter derartiger Untersuchungen an grösseren Objektiven soll an anderer Stelle ausführlich berichtet werden.

V. Ueber eine Spaltblende für Sternspektrographen.

Bei der Aufnahme von Sternspektren zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Sterne im Visionsradius ist es nothwendig, neben das Spektrum des Sterns noch dasjenige einer irdischen Lichtquelle zu lagern, und zwar legt man letzteres, um die Sicherheit der Messungen zu erhöhen, beiderseitig neben das Sternspektrum und möglichst nahe an dasselbe heran. Zur exakten Ineinanderlagerung der Spektren erhielt Spektograph III die folgende Blendvorrichtung, die sich auch bei Arbeiten im Laboratorium gut bewährt hat.

Dicht vor dem Spalt ist ein Schieber aus Messingblech angebracht, der sich senkrecht zur Richtung des Spaltes etwas über 2 *cm* hin und her bewegen lässt. Der

[1]) Eine ähnliche Methode, Blenden zur Fokussirung zu benutzen, gab auch Newall (*Monthly Notices* **57.** *S. 572. 1897*) an, allein er benutzt zur Auffindung des Fokus nur den Umstand, dass dort die von beiden Blendenöffnungen herrührenden Bilder zusammenfallen; derartige Methoden sind schon seit langer Zeit bekannt; ein recht nützliches Verfahren giebt z. B. H. Schroeder in seiner „Photographischen Optik“ *S. 171* an. Der Vortheil des von mir angewandten Verfahrens extrafokaler Aufnahmen besteht darin, dass an die Stelle des immer unsicheren Schätzens der Schärfe oder des Zusammenfallens von Linien eine einwurfsfreie lineare Messung tritt.

Schieber enthält eine Oeffnung von der aus Fig. 5 ersichtlichen Form. Der mittlere Theil der Oeffnung ist ein Rechteck *ABCD* von etwas mehr als der Höhe des Spaltes und genügender Breite, dass man durch dasselbe den Spalt zum Zwecke der Reinigung gut erreichen kann. An diese Oeffnung setzt sich links ein gleichschenkliges Dreieck *EFG*, welches ermöglicht, einem in der Mitte des Spaltes erzeugten Spektrum eine beliebige Breite von etwa 3 *mm* herab bis zu weniger als 0,1 *mm* zu geben. Nach rechts hin setzt sich an die Seite *BC* ein Rechteck *HIKL*, in welches eine dem Dreieck *EFG* ähnliche Zunge *MNO* hineinragt. Durch diese Zunge kann man eine bis zu 3 *mm* lange Strecke in der Mitte des Spaltes zudecken, während neben derselben der Spalt zur Aufnahme der Vergleichsspektren frei bleibt. Bei der Ausmessung der Spektra gewährt es eine Erleichterung, wenn die Vergleichsspektra nicht beliebig breit, sondern, ähnlich wie das Sternspektrum, nur wenige Zehntel Millimeter breit sind. Um dies zu erreichen, wurde auf dem beschriebenen Schieber noch ein

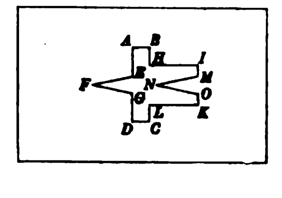


Fig. 5.

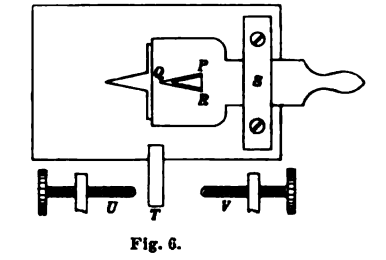


Fig. 6.

zweiter kleinerer (Fig. 6) angebracht, der nur eine dreieckige Oeffnung *PQR* enthält, die in ihrer Form möglichst der Zunge *MNO* gleicht, von welcher sie beim Gebrauche, wie aus Fig. 6 ersichtlich, zum Theil ausgefüllt wird. Dieser obere Schieber lässt sich auf dem unteren in der Richtung senkrecht zum Spalte um einige Millimeter verschieben und wird vom Stege *S* durch Reibung festgehalten. Je nachdem man ihn in einer mehr oder weniger nach links gelegenen Stellung auf dem unteren Schieber einstellt, bekommen die Vergleichsspektra eine grössere oder geringere Breite.

Die Bewegung der ganzen Blende wird seitlich begrenzt durch die verstellbaren Anschlagschrauben *U* und *V*, gegen welche der Vorsprung *T*, der auch zugleich als Griff dient, stösst. Durch diese Anschläge ist es ermöglicht, stets wieder genau dieselben Stellen der Blende vor den Spalt zu bringen und so während einer Reihe von Aufnahmen allen Spektren die gleiche Breite zu geben.

Die Anwendbarkeit dieser Blende ist ausserordentlich vielseitig. Man kann Spektra von 15 *mm* Breite (*AD*), von 8 *mm* (*HL*) und von 3 *mm* bis zu weniger als 0,1 *mm* Breite (*EFG*) aufnehmen. Neben die letztgenannten Spektra von weniger als 3 *mm* Breite kann man entweder direkt anstossend oder auch durch einen Zwischenraum davon getrennt symmetrisch zwei Vergleichsspektra von beliebig verstellbarer Breite legen. Es ist mit dieser Vorrichtung ein Leichtes, drei Spektra in einem Streifen von einem halben Millimeter Breite exakt nebeneinander zu lagern.

Potsdam, Astrophysikalisches Observatorium, im Dezember 1899.

Referate.

Proportionalrechenschieber von Hamann.

Von H. Koller. *Zeitschr. f. Vermess.* **28.** *S. 660. 1899.*

Es wird ein im Prinzip sehr einfacher Rechenapparat beschrieben, der nach Ansicht des Erfinders an Genauigkeit leicht bis auf $^1/_{10\,000}$ des Produktes aus zwei Zahlen zu bringen sein wird. Da der Apparat noch nicht endgültig hergestellt, vielmehr noch mancher Verbesserung fähig ist, genüge hier dieser vorläufige Hinweis; es wird s. Z. auf den Schieber zurückzukommen sein. Wenn die Ausführung durchaus gelingt, so wird der Apparat im Vergleich mit den gewöhnlichen Rechenschiebern vor allem die grössere Genauigkeit für sich haben, sodann auch, dass man die vier Spezies in beliebiger Reihenfolge vornehmen kann ohne Ablesung der Zwischenresultate; vor den Rechenmaschinen hätte er den wesentlich geringern Preis voraus. Bedenklich schien dem Ref., der das Modell unlängst ebenfalls in der Hand gehabt hat, nur das Drehen und Gleiten der scharfkantigen Rollen auf dem Mantel des dünnen, ebenfalls metallenen Zylinders. *Hammer.*

Rechenscheibe.

Von Röther. *Zeitschr. f. Vermess.* **28.** *S. 697. 1899.*

Der Verf. zeigt an, dass er die vor mehreren Jahren von ihm hergestellte Rechenscheibe (vgl. z. B. *Zeitschr. f. Vermess.* **16.** *S. 303. 1887*) so verbessert habe, dass die grössere Ausgabe auf die Genauigkeit $\pm\, ^1/_{13\,000}$ m. F. bei einfacher Multiplikation gebracht sei (die kleine Ausgabe soll $\pm\, ^1/_{900}$ geben). Der Preis ist sehr gering. *Hammer.*

Multiplikationsmaschine von Steiger & Egli.

Von H. Sossna. *Zeitschr. f. Vermess.* **28.** *S. 665. 1899.*

Aus dem *a. a. O.* erschienenen Aufsatze „Auflösung der Aufgabe des Einkettens mittels Maschine und numerisch trigonometrischer Tafel“ kommt im Sinn dieser Zeitschrift nur die Beschreibung der neuen Rechenmaschine von Steiger & Egli in Zürich in Betracht. Die Maschine ist eine der wenigen wirklichen Multiplikationsmaschinen (im Gegensatz zu der grossen Zahl von Additionsmaschinen); die neue Maschine von Selling ist immer noch nicht im Handel erschienen. Von der in der letzten Zeit rasch in Tausenden von Exemplaren verbreiteten „Brunsviga“ (Additionsmaschine) behauptet der Verfasser, dass die höherstelligen Formen wegen nicht genügend sicher wirkender Zehnerübertragung durch die ganze Ziffernreihe hindurch „nach den angestellten Untersuchungen nur mit grosser Vorsicht zu gebrauchen“ seien, da beim Eintreten eines Fehlers der angedeuteten Art kein Glockenzeichen ertönt; beide Typen der „Brunsviga“ sollen nur bis zu 10 benachbarten Stellen unbedingt richtig rechnen.

Der neuen Multiplikationsmaschine wird nachgerühmt, dass sie von dem Fehler einer nicht vollständig durch alle Stellen durchgreifenden Zehnerübertragung in ausgezeichneter Weise befreit ist. Ihre Einrichtung wird aber leider, trotz grosser Ausführlichkeit, nicht so eingehend beschrieben, dass man, ohne die Maschine selbst geöffnet vor sich zu haben, sich ein *vollständiges* Bild ihrer Wirkungsweise machen kann; wesentlich ist, dass die Maschine auf Erzeugung und Verwerthung der Napier'schen Multiplikationssummanden beruht. Unter den energischen Bestrebungen der letzten Jahre, mechanische Rechenarbeiten auch durch Maschinen besorgen zu lassen, scheint dieser Maschine ein ehrenvoller Platz gesichert. *Hammer.*

Vergleichung von Temperaturskalen mit Rücksicht auf die Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents.

Von W. Waidner und Fr. Mallory. *Phys. Rev.* **8.** *S. 193. 1899; Phil. Mag.* (5) **48.** *S. 1. 1899.*

Die vorliegende Arbeit verdankt ihre Entstehung dem Wunsche, eine Aufklärung zu geben über die Differenzen zwischen den Werthen des mechanischen Wärmeäquivalents, welche einerseits durch direkte mechanische Methoden von Rowland, andrerseits durch

elektrische Methoden von Griffith ermittelt worden sind. Diese Differenzen, welche ausserhalb der Beobachtungsfehler liegen, konnten von prinzipiellen Unterschieden sowohl in den thermischen wie den elektrischen Grundlagen herrühren. Den Verfassern kam es im Besonderen darauf an, die thermischen Grundlagen der Messungen zu prüfen und die verschiedenen Temperaturskalen, von welchen die Rowland'sche auf eigenen luftthermometrischen Beobachtungen beruht, während Griffith seine Messungen auf die Pariser Stickstoffskale bezogen hat, auf *eine* zurückzuführen.

Zu dem Zweck wurden zunächst die von Rowland mit dem Luftthermometer verglichenen drei Baudin'schen Quecksilberthermometer einer möglichst genauen Vergleichung mit dem den Griffith'schen Untersuchungen zu Grunde liegenden Platin-Widerstandsthermometer unterzogen, welches seinerseits von Callendar und Griffith direkt an das Luftthermometer angeschlossen war. Sodann wurde, um einen Anschluss an die Pariser Normalskalen (Stickstoff- bezw. Wasserstoffskale) des *Bureau international* zu gewinnen, das Platinthermometer mit einem dort geprüften Tonnelot'schen Quecksilberthermometer aus französischem *verre dur* verglichen. Damit war auch ein Anschluss der Rowland'schen Skale an die Pariser gegeben. Die beobachteten Temperaturen lagen zwischen 0° und 44°.

Die erstgenannte Vergleichung geschah in einem kalorimeterähnlichen Apparat, dessen Erwärmung durch einen aussen umgewickelten Widerstand auf elektrischem Wege erfolgte. Das Thermometer war senkrecht aufgehängt, sein herausragender Theil durch ein mit Wasser gefülltes Glasrohr umgeben, um die Korrektion für den herausragenden Faden möglichst genau ermitteln zu können. In der Nähe des Thermometergefässes war der Widerstand des Platinthermometers, auf Glimmer gewickelt und in einem dünnwandigen Glasrohr eingeschlossen, angebracht. Die Messmethode der Quecksilberthermometer war die von Rowland angewandte, bei der besonders darauf hinzuweisen ist, dass der Eispunkt *vor* der Beobachtung bei der betreffenden Temperatur genommen wird, wodurch der Einfluss der Depression nicht in Rechnung gezogen wird (vgl. weiter unten). Die Beobachtungen werden auf die Rowland'sche Gasskale bezogen. Die Widerstandsänderungen des Platinthermometers werden nach der Brückenmethode in der Anordnung von Callendar und Griffith bestimmt; bei 0° betrug der benutzte Platinwiderstand im Mittel 258,470 Ohm, beim Normalsiedepunkt 358,231 Ohm; aus diesen Daten und den von Griffith selbst ermittelten Konstanten des Thermometers wurde nach der bekannten Methode von Callendar und Griffith (vgl. das Referat in *dieser Zeitschr.* **19.** *S. 184. 1899*) die „Platintemperatur“ und darnach die entsprechende des Luftthermometers der Callendar-Griffith'schen Skale berechnet. Der grösste beobachtete Unterschied gegen die Rowland'sche Gasskale beträgt 0,04°.

Die Vergleichung des Platinthermometers mit dem Tonnelot'schen Quecksilbernormalthermometer geschah bei möglichst konstanter Temperatur in einem länglichen Bade, in welchem das Thermometer in horizontaler Lage beobachtet wurde. *Nach* jeder Beobachtung wurde der Eispunkt bestimmt; die Messungen sind auf die Pariser Stickstoffskale bezogen. Die auf diese Weise ermittelten Differenzen der letzteren und der Callendar-Griffith'schen Gasskale liegen innerhalb ± 0,01° und sind von derselben Grössenordnung wie die Beobachtungsfehler.

Darnach ergeben sich zwischen der durch die drei Baudin'schen Thermometer repräsentirten Rowland'schen Gasskale und den Pariser Normalskalen Unterschiede, deren Maxima 0,04° bezw. 0,03° betragen, in guter Uebereinstimmung mit den von Schuster (*Phil. Mag. (5)* **39.** *S. 477. 1895*) ermittelten Werthen. Diese Differenzen von relativ hohem Betrage rühren, wie J. Pernet in einer den Verfassern anscheinend völlig unbekannten, aber gerade für die vorliegenden Untersuchungen äusserst wichtigen Arbeit[1]) gezeigt hat, in erster Linie her von der Vernachlässigung der Eispunktserniedrigung bei den Baudin'schen Thermometern in den Rowland'schen Messungen.

[1]) J. Pernet, Ueber die Aenderungen der spezifischen Wärme des Wassers mit der Temperatur und die Bestimmung des absoluten Werthes des mechanischen Aequivalents der Wärmeeinheit. *Vierteljahrsschrift d. naturf. Gesellsch. in Zürich* **41.** *S. 121. 1896.*

Nachdem somit ein Anschluss an die Pariser Normalskalen gewonnen ist, werden die von Rowland ermittelten Werthe des mechanischen Wärmeäquivalents auf die Stickstoffskale umgerechnet und können so mit den Griffith'schen Werthen verglichen werden. *Es zeigt sich jedoch, dass selbst bei Beziehung auf eine einheitliche thermometrische Skale noch wesentliche Differenzen zwischen den beiden Beobachtungsreihen bestehen bleiben.* Daher gehen die Verfasser zum Beschluss ihrer Arbeit noch auf eine Besprechung der elektrischen Grundlagen der Griffith'schen Messungen ein. Es ergiebt sich, dass, wenn der von Griffith angenommene Werth 1,4342 Volt bei 15° C. der elektromotorischen Kraft des Clark-Elements durch den Kahle'schen Werth 1,4328 Volt ersetzt wird, die auf diese Weise korrigirten Griffith'schen Werthe des mechanischen Wärmeäquivalents mit den auf die Pariser Stickstoffskale bezogenen Rowland'schen bis auf etwa 0,001 übereinstimmen, wie die folgende Tafel zeigt:

	Rowland	Griffith
15°	$4{,}187 \cdot 10^7$ Erg	$4{,}190 \cdot 10^7$ Erg
20°	4,181 „ „	4,184 „ „
25°	4,176 „ „	4,179 „ „ .

Rt.

Ein Krystallmodellirapparat.

Von V. Goldschmidt. *Zeitschr. f. Krystallogr. u. Miner.* ***31.*** *S. 223. 1899.*

Der von P. Stoë in Heidelberg ausgeführte Apparat gründet sich auf die Anwendung der Polarkoordinaten, welche sich neuerdings immer mehr in der Krystallographie einbürgern. Hiernach ist die Lage einer Fläche eindeutig bestimmt durch zwei Winkel φ und ϱ, die ihre Flächennormale definiren, und die Zentraldistanz der Fläche. Die Grössen φ, ϱ sind nun bereits für die beobachteten Formen aller natürlichen Krystalle bekannt und in den Winkeltabellen des Verf. veröffentlicht, sie müssen also nur für gänzlich neue Formen durch Messung oder Umrechnung bestimmt werden. Der Apparat selbst ist in Fig. 1a und 1b schematisch dargestellt; er besteht aus dem Vertikalkreis (φ-Kreis) V und dem Horizontalkreis (ϱ-Kreis) H, beide mit Gradtheilung versehen. Die Achse von V trägt das Werkstück W; auf der Platte von H ist der Schlitten S befestigt, auf welchem in der Ebene der anzuschneidenden Fläche das als Hobel wirkende vertikale Messer M gleitet. Dies kann man mittels einer mit getheilter Trommel T versehenen Schraube σ nach der Mitte von H verschieben und auf diese Weise die Zentraldistanz der Fläche reguliren und messen. Bei der Herstellung der Modelle wird nun das zu bearbeitende Material, am besten Gyps, Speckstein, Wachs oder dergl., an der Achse V befestigt, das Messer unter dem Positionswinkel (φ, ϱ) eingestellt und Schicht um Schicht weggehobelt, indem man M auf S gleiten lässt und durch Drehen der Schraube T das Messer so weit nach der Mitte zu verschiebt, bis die Fläche die gewünschte Zentraldistanz hat. Auf diese Weise werden zuerst die grösseren Flächen angeschnitten, welche dem Krystall den Habitus geben, sodann immer kleinere. Da die Zentraldistanz bis auf 0,1 *mm*, die Flächenpositionen φ, ϱ bis auf 0,5° regulirt werden können, so übertreffen die so hergestellten Modelle die besten bisherigen an Naturtreue; ausserdem ist die Handhabung des Apparats so einfach, dass jeder Forscher in der Lage ist, sich seine Modelle selbst herzustellen. Natürlich lässt sich der Modellirapparat in leicht ersichtlicher Weise auch unmittelbar als Grobgoniometer verwenden. *Glch.*

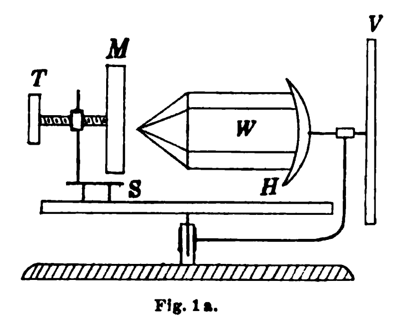


Fig. 1a.

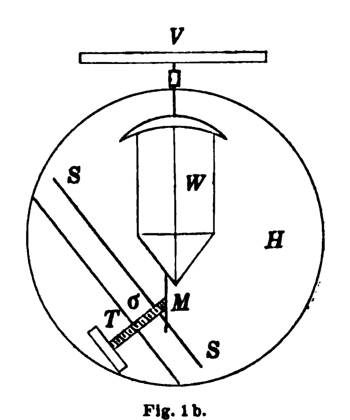


Fig. 1b.

Ueber die Zerlegung eines Stromes von hoher Spannung in eine Reihe disruptiver Entladungen.

Von H. Abraham. *Journ. de phys.* (3) *8. S. 366. 1899.*

Abraham erregt einen Hochspannungstransformator durch einen Wechselstrom; an die sekundären Pole des Transformators wird ein Kondensator angeschlossen und parallel dazu eine Funkenstrecke gelegt. Ist der primäre Strom stark genug, so geht zwischen der Funkenstrecke ein Flammenstrom über. Im rotirenden Spiegel erkennt man, dass derselbe bei jedem Stromwechsel fast vollständig erlischt und sich dann von Neuem entzündet. Durch Messung von Strom und Spannung ergiebt sich, dass ein 2 *cm* langer Flammenbogen einem Widerstand von 53000 Ohm entspricht. Verringert man weiter die sekundäre Stromstärke, so wächst dieser Widerstand bedeutend; schliesslich kommt man zu einer Grenze, bei welcher der gesammte Strom zur Ladung des Kondensators verbraucht wird und daher in der Funkenstrecke nur noch disruptive Entladungen übergehen. Die Erscheinung erhält etwas Unregelmässiges, weil die Luft durch eine Entladung eine bessere Leitfähigkeit erhält und dadurch das Zustandekommen weiterer Entladungen begünstigt. Es hat den Anschein, als ob die Entladung durch einen Flammenbogen und die disruptive Entladung wesentlich von einander verschieden seien. Dem ist aber nicht so, wie man erkennt, wenn man durch einen starken Luftstrom die besser leitenden Gase wegbläst. Durch einen derartigen intensiven Luftstrom kann man die Flamme in eine grössere Zahl regelmässiger disruptiver Entladungen auflösen. Es ist dabei anzunehmen, dass die Geschwindigkeit, mit der die einzelnen Entladungen aufeinander folgen, den Stromschwankungen des sekundären Stromes oder, da primärer und sekundärer Strom merklich dieselbe Phase besitzen, des primären Stromes proportional sein wird. Um dies zu beweisen, lässt Abraham das Bild des Funkens zunächst auf den Hohlspiegel eines in den primären Kreis geschalteten d'Arsonval'schen Galvanometers fallen, dessen bewegliches System den Stromschwankungen folgt, und stellt in die Bildebene eine photographische Platte, welche in dieser Ebene von oben nach unten bewegt werden kann. Es wird dann auf der Platte eine wellenförmige Linie abgebildet, die aus einer grossen Zahl einzelner Punkte, den Abbildungen der einzelnen disruptiven Entladungen, zusammengesetzt ist. Ist nun der primäre Strom gleich $\sin \omega t$, so muss nach dem früher Gesagten der *Zeitunterschied* zwischen zwei auf einander folgenden Entladungen $1 : \sin \omega t$ proportional sein. Durch Einschalten eines Kondensators in den Galvanometerkreis sei es erreicht, dass die Oszillationen des Galvanometers proportional $\cos \omega t$ sind, die *Geschwindigkeit* derselben also proportional $\sin \omega t$ sind. Folglich müsste der Abstand zweier Punkte auf der Platte proportional $\frac{1}{\sin \omega t} \cdot \sin \omega t$ sein, d. h. eine Konstante. Der Versuch hat diesen Satz bestätigt.

Es wurden noch besondere Versuche gemacht, um festzustellen, wie weit man die Zerlegung der Wellen in einzelne Entladungen treiben kann. Mit einem Kohlensäuregebläse gelang es, 100000 Funken in der Sekunde zu erhalten. *E. O.*

Neu erschienene Bücher.

Verhandlungen der 12. Allg. Konferenz der Internationalen Erdmessung in Stuttgart. Mit den Spezialberichten über die Fortschritte der Erdmessung und den Berichten der Vertreter der einzelnen Staaten über die Arbeiten in ihren Ländern. 4°. Berlin, G. Reimer 1899.

Aus dem vorliegenden starken Band darf ich hier nur auf einige Punkte aufmerksam machen, die für die Instrumentenkunde von Bedeutung sind, während alles Geodätische ausser Betracht bleiben muss. So sei das wissenschaftlich wichtigste Ergebniss der Stuttgarter Verhandlungen, die endgiltige Einrichtung der Stationen für die Verfolgung der

Breitenvariationen (6 Stationen ganz in der Nähe des Parallelkreises + 39° 8′), hier nur kurz gestreift.

Dass auf dieser Stuttgarter Versammlung die Vorzüge der Guillaume'schen Nickel-Stahl-Legirung (36 % Nickel, 64 % Stahl) für viele technische Zwecke besprochen wurden, war zu erwarten; ein Metall, das nur etwa den 50. Theil des Wärmeausdehnungskoeffizienten des Stahls hat, hat sicher eine Zukunft in den verschiedensten Zweigen des Instrumentenbaus. Für die Stangen von Basismessapparaten wird es sich jedenfalls eignen, wenn auch die Legirung nicht ganz unveränderlich ist. Es ist immerhin bereits gelungen, einen Meterstab innerhalb mehrerer Monate und in einem Intervall von mehreren Grad Temperaturunterschied auf etwa 1 μ konstant zu erhalten. Wie weit das Metall, von Prof. Thury in Genf *„Invar"* getauft, für Nivellirlatten zu Fein-Nivellements an Stelle der Holzlatten in Betracht kommen kann, wird sich wohl bald zeigen; es wäre sehr werthvoll, Latten zu erhalten, die gegen die Feuchtigkeit immun sind und deren Wärmeausdehnung man mit noch grösserem Recht als bei den Holzlatten vernachlässigen könnte. Dass Stäbe aus Nickelstahl gegen die Einflüsse der Atmosphärilien sehr wenig empfindlich sind (selbst wochenlang in Wasser liegende Stücke haben auf polirten Flächen keine Spur von Oxydation gezeigt), ist ein weiterer Vortheil und endlich ist der vergleichsweise nicht hohe Preis willkommen. Für Basismessungen nach der Jäderin'schen Methode wird die Legirung ohne Zweifel rasch das allein oder vorzugsweise verwendete Material der Drähte oder Bänder werden. Ohnehin wird ja, wie General Bassot in seinem Spezialbericht über die Basismessungen sagt, die Zukunft diesen *rasch* auszuführenden Messungen gehören, die bei der mehr als genügenden Genauigkeit von mindestens $^1/_{500000}$ gestatten, wieder zu *langen* Grundlinien zurückzukehren und im Vergleich mit dem jetzigen Zustand viel *zahlreichere* Grundlinien über die Dreiecksnetze zu vertheilen. Die Messungen der Versailles-Basis in Missouri (7644 *m*) 1897 mit einem 50 *m*-Band und der Los Angeles-Basis in Kalifornien (17494 *m*) 1898/99 mit kompensirten 5 *m*-Stäben haben zufällig beide genau denselben relativen w. F. von $^1/_{960000}$ gegeben.

Bei der III. Reihe photographischer Polhöhenbestimmungen, die das Zentralbureau der Erdmessung hat ausführen lassen, wurde nun auch hier gefunden, dass die Marcuse'sche Methode des photographischen Zenithteleskops an Genauigkeit dem visuellen Zenithteleskop gleichwerthig ist (wobei allerdings die photographischen Messungen mit einem Instrument von 135 *mm* Oeffnung, die visuellen mit einem weniger stabilen von 68 *mm* Oeffnung gemacht wurden); zu vergessen wird nicht sein, dass der photographischen Methode (die vorläufig von den obenerwähnten internationalen Breitenstationen zur Ueberwachung der Erdachse ausgeschlossen ist) der Vorzug bleibt, dass der Beobachter während der Messung beträchtlich entlastet wird, dass persönliche Fehler in weitgehendem Maass eliminirt sind und dass die Reduktion der Aufnahmen (hier besonders Ausmessung der Platten) an einem Zentralpunkt nach streng einheitlicher Art geschehen kann. Selbstverständlich stehen diesen Vorzügen auch Nachtheile gegenüber, die besonders in nicht zu vermeidendem Verlorengehen von Beobachtungen und in der noch nicht ganz genügenden Konstanz und Zuverlässigkeit (in Beziehung auf Dauerhaftigkeit u. s. f.) des Plattenmaterials bestehen.

In dem Bericht über die Mareographen wird aus Dänemark ein neues pneumatisches Instrument von A. Taulsen vom dänischen meteorologischen Institut kurz beschrieben, mit dem 7 von den 10 dänischen Mareographenstationen ausgerüstet sind; ferner die österreichische Einrichtung in Pola, die von den sonst üblichen Systemen stark abweicht.

Aus dem Bericht der preussischen Landesaufnahme seien die Andeutungen über das neue Nivellirverfahren erwähnt: Die Latten haben Strichtheilung, der Horizontalfaden des Instruments ist ein Doppelfaden, zwischen den der nächste Lattenstrich gebracht wird. Es werden doppelte Stationsbeobachtungen gemacht bei je zwei verschiedenen Stellungen der Niveauschraube, wobei je ein Lattenstrich eingestellt wird. Der m. F. der einfach nivellirten 1 *km*-Strecke ist mit diesem Messungsverfahren auf $\pm$ 0,7 *mm* herabgebracht worden.

Ein besonderer Anhang zu dem italienischen Bericht bespricht die Vorarbeiten zur trigonometrischen Verbindung der Insel Malta mit Sizilien, bei der der in *dieser Zeitschr.* ***19.***

S. 191. 1899 bereits erwähnte Apparat von Faini verwendet werden wird. Der Apparat, dessen Lichtquelle ein in einem Strom von Azetylen-Wasserstoff-Gemisch glühendes Stück Kalk ist, wird ziemlich eingehend beschrieben; neue Versuche haben zwischen dem Monte Senario und dem Monte Amiato stattgefunden und sind sehr befriedigend ausgefallen.

In der 1. Beilage des Bandes stellt Lallemand die Ergebnisse der wichtigen Untersuchungen von Goulier über die Längenänderungen hölzerner Nivellirlatten zusammen; die besondere Publikation über diesen Gegenstand ist in *dieser Zeitschr.* ***18.*** *S. 387. 1898* bereits besprochen.

In der 2. Beilage giebt Tanakadate einen Beitrag zur feinen Messung von Polhöhen (durch Zenithdistanzdifferenzen mit der Mikrometerschraube des Zenithfernrohrs), der von grosser Wichtigkeit werden kann. Der Libellenfehler soll auf denselben Betrag wie der sehr kleine Fehler bei der Bisektion eines Sternbilds mit dem Mikrometerfaden herabgebracht werden. Dazu muss nach Ansicht des Verfassers die Libelle mit Glasröhre, deren Ausschleifungshalbmesser ohnehin an der Grenze des Möglichen angelangt ist, verlassen und durch den Quecksilberhorizont ersetzt werden: mit seiner Hülfe wird im Gesichtsfeld des Fernrohrs neben dem angezielten Stern ein künstlicher Stern hergestellt und „der Beobachter hat so den Stand seines Teleskops während der ganzen Beobachtung unmittelbar vor Augen, was nach der jetzt üblichen Libellen-Methode nicht möglich ist“. Wenn die photographische statt der visuellen Zenithteleskop-Methode angewandt wird, so erhält man neben der Sternspur einen Punkt vom künstlichen Stern auf der Platte, also bei einer vollständigen Beobachtung, wenn das Instrument durchaus unverändert sich gehalten hat, zwei Linien und den Punkt.

Der Bericht über die Triangulationen, den General Ferrero erstattet, ist in den letzten Jahren allmählich zu einem besondern starken Band angeschwollen; er enthält diesmal, wo das ungeheure Britische Reich zum erstenmal in den Berichten erscheint, über 450 S. gr. 4°. Angeführt sei wenigstens, dass aus der Gesammtheit der heute noch als Erdmessungsdreiecke I. O. geltenden Dreiecke sich ein m. F. für einen gemessenen Dreieckswinkel I. O. ergiebt, der nicht sehr wesentlich unter 1″ bleibt. Dass unsere heutigen Theodolite und Signalisirungsmittel trotz aller schädlichen (z. Th. äussern) Einflüsse gestatten, wesentlich unter dieser Grenze von 1″ zu bleiben, zeigen die Ergebnisse neuerer Triangulationen; es seien aus Deutschland nur folgende Zahlen angeführt: Preussische Landesaufnahme aus sämmtlichen Netzen ± 0,53″, nach den seit 1888 ausgeführten Triangulationen ± 0,33″, Sachsen ± 0,35″, Württemberg (Erdmessungstriangulirung) ± 0,47″. *Hammer.*

A. v. Braunmüller, Vorlesgn. üb. Geschichte d. Trigonometrie. 1. Thl. Von den ältesten Zeiten bis zur Erfindung der Logarithmen. gr. 8°. VII, 260 S. m. 62 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 9,00 M.

O. Stolz, Grundzüge d. Differential- u. Integralrechnung. 3. Thl. Die Lehre v. den Doppelintegralen. Eine Ergänzg. zum 1. Thl. d. Werkes. gr. 8°. VIII, 296 S. m. 41 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 8,00 M.

E. Cohen, Sammlung v. Mikrophotographien zur Veranschaulichung d. mikroskop. Struktur v. Mineralien u. Gesteinen, ausgewählt v. E. C., aufgenommen v. J. Grimm. 3. Aufl. 4. (Schluss-)Lfg. Imp.-4°. 20 Lichtdrucktafeln m. 30 S. Text. Stuttgart, E. Schweizerbart. In Mappe 24,00 M.

F. Kohlrausch, Kleiner Leitfaden d. prakt. Physik. gr. 8°. XIX, 260 S. m. Fig. Leipzig, B. G. Teubner. Geb. in Leinw. 4,00 M.

L. Kiepert, Grundriss d. Differential- u. Integral-Rechnung. 2. Thl. Integral-Rechng. 7. Aufl. d. gleichn. Leitfadens v. weil. Dr. Max Stegemann. gr. 8°. XX, 617 S. m. 139 Fig. Hannover, Helwing. 11,50 M.; geb. 13,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **März 1900.** Drittes Heft.

Panzergalvanometer.

Von

Prof. Dr. **H. du Bois** und Prof. Dr. **H. Rubens** in Berlin.

1. Das von uns vor 7 Jahren beschriebene vierspulige astatische Galvanometer[1]) war gegen Störungen nicht geschützt; hingegen war bei unserem zweispuligen „halbastatischen" Galvanometer ein solcher Schutz bereits vorgesehen[2]). Durch zwei übereinander gelagerte Schutzringe aus Schmiedeeisen oder Eisendraht, von denen der obere mittels dreier Keile oder Stellschrauben justirbar war, liess sich eine „Differentialastasirung" in dem zuerst von J. Stefan[3]) vorgeschlagenen Sinne erreichen, die sich seither durchaus bewährte. Wir haben dieses Prinzip sodann bei einem astatischen Panzergalvanometer verwerthet, welches im März 1896 dem hiesigen Elektrotechnischen Verein demonstrirt wurde.

Bei der sich jetzt vollziehenden allgemeineren Einführung elektrischer Strassenbahnen ist zu erwarten, dass sich die daraus entspringenden magnetischen Störungen — hauptsächlich in Folge vagabundirender Erdströme — den bereits vorhandenen fast allerorts hinzugesellen werden. Angesichts dieser nur allzu gerechtfertigten Befürchtung gewinnt die Frage der magnetischen Schirmwirkung neben ihrem theoretischen Interesse auch allgemeinere praktische Bedeutung; sie wurde neuerdings von dem Einen von uns einer theoretischen und experimentellen Untersuchung unterzogen[4]).

Die Ergebnisse führen zu einer rationelleren und bedeutend leichteren Anordnung der Panzer, deren Anwendung zum Schutze von Galvanometern und anderen Apparaten (*a. a. O. § 30 bis 31*) ausführlich besprochen wurde. Wenngleich sich nach den dort dargelegten Grundsätzen auch unsere älteren astatischen Galvanometer nachträglich schützen lassen, so erzielt man doch bessere Resultate, falls die Panzerung von vornherein bei der Konstruktion mit einbegriffen wird. Das geschah zunächst bei einem im Juli 1898 der Physikalischen Gesellschaft in Berlin demonstrirten zweispuligen Kugelpanzer-Galvanometer[5]). In Folge der anfänglichen Schwierigkeit, ein ge-

---

[1]) H. du Bois und H. Rubens, *Wied. Ann.* **48.** *S. 236. 1893.*

[2]) H. du Bois und H. Rubens, *Elektrotechn. Zeitschr.* **15.** *S. 321. 1894.*

[3]) J. Stefan, *Wied. Ann.* **17.** *S. 935. 1882.*

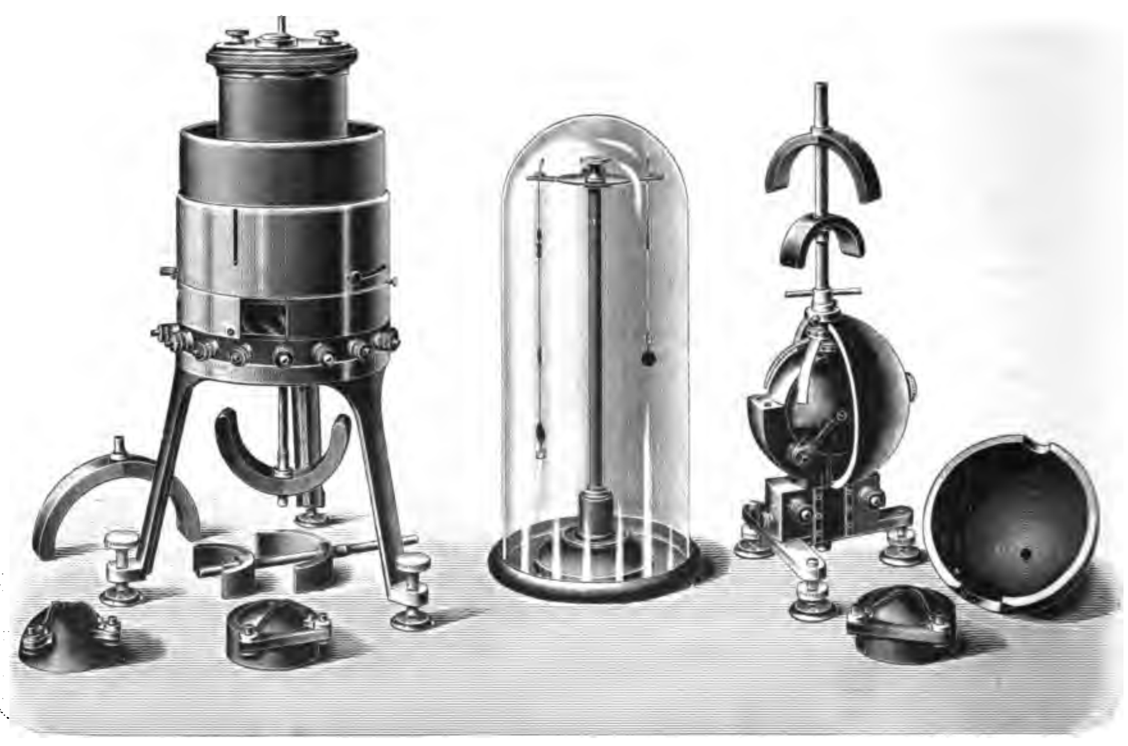
[4]) H. du Bois, *Wied. Ann.* **63.** *S. 348. 1897*; **65.** *S. 1. 1898*; H. du Bois und A. P. Wills, *Ann. d. Physik* **1.** *1900*; diese Folge von drei Arbeiten sei als *„a. a. O."* im Folgenden angeführt. Ferner *Elektrotechn. Zeitschr.* **19.** *S. 379. 1898*; zusammengestellt bei H. du Bois, *Magnetic Shielding.* London 1898. A. P. Wills, *Phys. Rev.* **9.** *S. 193. 1899.* — Nach diesen Untersuchungen erscheint die Frage der Panzerung astatischer Galvanometer in einem wesentlich günstigeren Lichte, als früher anzunehmen statthaft war; vgl. W. Hallwachs, *Elektrotechn. Zeitschr.* **16.** *S. 445. 1895*; H. du Bois, *ebenda S. 444*; J. Classen, *ebenda* **17.** *S. 674. 1896.*

[5]) H. du Bois und H. Rubens, *Verhandl. d. physikal. Gesellsch. zu Berlin* **17.** *S. 100. 1898.*

eignetes Stahlgussmaterial für die dünnen Panzer zu beschaffen, hat sich leider die weitere Förderung der Konstruktion erheblich verzögert, sodass wir erst jetzt in der Lage sind, eine abschliessende Beschreibung der Instrumente sowie der mit ihnen erzielten Resultate zu veröffentlichen.

Beschreibung der Galvanometer.

2. Vierspuliges astatisches Panzergalvanometer (Fig. 1*A*). Auf einem Messingdreifuss ist die Grundplatte aus Hartgummi leicht drehbar und lässt sich mittels Klemmschraube in jeder Lage fixiren. Sie trägt in üblicher Weise die acht kupfernen Doppelklemmen, die der Reihe nach mit A_1, E_1, A_2, E_2, A_3, E_3, A_4, E_4 bezeichnet sind;



A *B* *C*

Fig. 1. (etwa 1/5 nat. Gr.)

durch geeignete Kupferdrähte lassen sich dann alle Schaltungen mit oder ohne Nebenschlüsse leicht bewerkstelligen. Die Grundplatte trägt zwei vertikale Messingsäulen, auf welchen die Deckplatte mittels je einer kurzen Kordenschraube leicht abnehmbar befestigt ist. Deckel und Grundplatte tragen je eine nach oben bezw. nach unten ragende Messingstange zur Führung je eines oder zweier Astasirungsmagnete; die Hülsen der letzteren sind zur Sicherung ihrer Lage mit Kordenmuttern versehen. Die oberen Astasirungsmagnete tragen Sicherungsstifte, zwecks Vermeidung der Berührung des inneren Zylinderpanzers, wenn dieser aufgestülpt oder abgehoben wird; letzterer ist beliebig drehbar und hat bei nur 5 *mm* Wandstärke einen innern Durchmesser von 90 *mm* und eine Höhe von etwa 160 *mm*, während die Entfernung der oberen und unteren Spulenzentren 70 *mm* beträgt[1]). Der Panzer ist oben mit einer Messingkorde

[1]) Die Spulenzentren bezw. die Magnetbündel der Gehänge befinden sich demnach beide im Bereiche des vollen Schutzes des Innenpanzers; vgl. H. du Bois, *a. a. O.* § *28*.

versehen und in einigem Abstand von einem festen Messingschutzrohr umgeben, welches zufällige äussere Berührung mit Magneten bezw. Stahlwerkzeugen und dgl. verhindern soll. Zwischen den Tragsäulen befindet sich eine dicke Hartgummiplatte mit acht kupfernen Gleitkontaktstiften, auf welche die vier Spulen ähnlich wie bei unseren früheren Instrumenten möglichst leicht aufgesteckt werden können. Ein kleiner drehbarer Galgen trägt eine zentrirte federnde Hülse zur Aufnahme eines Knöpfchens, an welches der das Magnetgehänge tragende Quarzfaden gekittet wird.

3. Der äussere Zylinderpanzer hat bei 7,5 *mm* Wandstärke eine Höhe von nur 100 *mm*; es kann ihm durch ein Hebewerk mit Schneckengang eine Vertikalbewegung von 18 *mm* zu beiden Seiten seiner symmetrischen Normallage ertheilt werden. Dadurch lassen sich Verschiedenheiten der magnetischen Momente des oberen und unteren Magnetbündels bis zu 15 Proz. kompensiren. Ein Griff am Hebewerk bethätigt dieses durch Drehen um die Vertikalachse des Instruments und lässt sich auch zur Klemmung verwenden; er trägt eine Bohrung, in welcher ein Stift befestigt werden könnte, durch den sich dann die Bethätigung des Hebewerks aus einiger Entfernung, z. B. durch den Beobachter am Skalenfernrohr, vermitteln liesse. An einem Theilkreisbogen kann die relative Höhe des äusseren Panzers gegenüber den Spulenzentren abgelesen werden. Der Aussenpanzer ist sammt seinem Hebewerk um die Vertikalachse drehbar und in jeder Lage durch eine Klemmschraube fixirbar; auch kann er ohne Weiteres abgehoben werden. An Stelle des Doppelpanzers kann dem Galvanometer selbstverständlich auch nur ein Glas- oder Messingzylinder beigegeben werden. Durch zwei runde Messingknöpfchen lassen sich die durch das Beobachtungsfenster sichtbaren Dämpferscheibchen von aussen her beliebig einstellen. Das Gewicht des astatischen Galvanometers ohne Dreifuss beträgt 12 *kg*, wovon nur etwa 5 *kg* auf die Panzer entfallen.

4. Zweispuliges Kugelpanzer-Galvanometer (Fig. 1 *C*). Bei der Ausarbeitung dieses Modells haben wir unser Augenmerk namentlich auf einfache Konstruktion, Leichtigkeit und bequeme Transportfähigkeit bei immerhin recht erheblichem Schutz gegen Störungen gerichtet. Ein Rundtheil aus Hartgummi trägt drei Fussschrauben und vier kupferne Doppelklemmen A_1, E_1, A_2, E_2; ausserdem vier Gleitkontaktstifte zum Aufstecken der beiden Spulen. In der Abbildung erscheint der eine Halbkugelpanzer abgenommen, was durch Lösen einer einzigen kurzen Kordenschraube ermöglicht wird. Es werden dadurch die beiden inneren, aus 1 *mm* starkem Stahlblech gefertigten schwachen Astasirungsmagnete sichtbar, deren Einstellung sich einzeln oder zusammen in leicht übersichtlicher Weise von aussen her durch die mit Querstiften versehenen Knöpfe bewirken lässt[1]). An erheblich gestörten Orten ist im Allgemeinen die Benutzung gepanzerter Spulen (vgl. Abschn. 10) vorgesehen; eine solche ist im Galvanometer selbst abgebildet, während daneben eine Spule in Horngummihülle liegt, die ebenfalls auf die Gleitstifte passt.

5. Die gepanzerte Spule bildet zusammen mit der äusseren Kugelschale einen sphärischen Doppelpanzer, dessen Dimensionirung nach den oben erwähnten theoretischen Grundsätzen angeordnet ist (*a. a. O. § 13 bis 15*); sein Gewicht beträgt nur 2,3 *kg*, während der von ihm gewährte Schutz ein mehr als hundertfacher ist. Wie aus Fig. 1 *C* ersichtlich, stehen die vertikalen Trennungsebenen zwischen den beiden Hälften bei der inneren und äusseren Kugelschale in Azimuthen, welche um 90° ver-

[1]) Der leichteren Uebersicht halber entspricht dem roth lackirten Nordende des Astasirungsmagnets ein Querstift aus Kupfer, dem blauen Südende ein solcher aus bläulichem Neusilber. Zu jedem Galvanometer gehören zwei Paar innere Astasirungsmagnete von 2 bezw. 8 *mm* Breite.

schieden sind. Dadurch wird der nachtheilige Einfluss jeder Schnittfläche — namentlich in Bezug auf Schutz gegen senkrecht zu ihr gerichtete Störungskomponenten — möglichst herabgemindert[1]); übrigens sind die Berührungsflächen gegeneinander abgeschliffen und sollen im Interesse eines guten magnetischen Kontaktes fest gegeneinander gepresst werden.

Ebenso wie beim astatischen Instrument ist im Kugelpanzer-Galvanometer behufs Vermeidung von Thermoströmen bei Kurzschluss die Strombahn durchweg aus Kupfer hergestellt. Es ist ferner ebenso wie jenes mit einem drehbaren Galgen, zwei Dämpferscheibchen und einer oberen Führungsstange für Astasirungsmagnete versehen.

6. Für das Kugelpanzer-Galvanometer ist ein zylindrisches Transportgehäuse aus Stahlguss von etwa 8 *kg* Gewicht vorgesehen; dieses trägt ein passendes offenes Beobachtungsfenster, sodass es auch beim Gebrauch den Apparat dauernd in sich aufnehmen kann. Der magnetische Schutz wird dadurch ein fast tausendfacher; zugleich wird das Galvanometer auch gegen andere Fährlichkeiten wirksam geschützt. Die Grundplatte dieses Gehäuses ist eine Stahlgussscheibe, deren unterer Rand derart ausgedreht ist, dass sie auch auf den in Fig. 1 *A* abgebildeten Dreifuss passt. Das Instrument kann daher auch auf diesem aufgestellt werden, falls eine grössere Fensterhöhe gewünscht wird. Die obere Fläche der Grundplatte trägt in bekannter Anordnung Radialnuth, Gesenk und Auflagefläche zur Aufnahme der Fussschrauben des Kugelgalvanometers. Da es gelang, das Gewicht des letzteren auf 4 *kg* zu beschränken, ist seine Stabilität keine grosse, und es wird bei dauernder Aufstellung zweckmässig mittels einer Zentralschraube mit der Grundplatte des Gehäuses fest verbunden; diese enthält zwei passende Oeffnungen zur Durchführung der Zuleitungen. Der Zylinderpanzer wird ohne Weiteres aufgestülpt; beim Transport wird schliesslich ein mit Henkel versehener Stahlgussdeckel aufgesetzt und das ganze Gehäuse mittels dreier langer Kordenschrauben zusammengeschraubt.

7. Die für beide Galvanometertypen passenden Theile sind nach gleichen Lehren gearbeitet und daher auswechselbar. Hierher gehören der Dreifuss, die oberen Führungsstangen (Durchmesser genau 8 *mm*), die äusseren Astasirungsmagnete, deren zu jedem Galvanometer mindestens zwei benöthigt werden. Bei einer grösseren Auswahl von Magneten wird indessen das Astasiren erleichtert (vgl. Abschn. 12); es ist daher eine Reihe von vier verschieden starken kreisbogenförmigen Astasirungsmagneten vorgesehen, deren äussere Sehnen bezw. 70, 90, 110 und 140 *mm* betragen, wie in Fig. 1 *A* abgebildet; diese müssen viel kräftiger sein als die bei ungepanzerten Instrumenten üblichen. Um ausserdem die Benutzung beliebiger Stahlmagnete von rundem, quadratischem oder rechteckigem Profil innerhalb gewisser Grenzen zu ermöglichen, wird ein Universal-Magnetträger beigegeben, welcher zwei V-Nuthen zu ihrer Aufnahme besitzt und auf die Führungsstangen passt. Weitere auswechselbare Theile sind die Knöpfchen, welche die Gehänge tragen, deren Stifte genau 3 *mm* stark sind. Die freie Länge des Quarzfadens ist für beide Instrumente auf 40 *mm* normirt, selbstverständlich mit einigem Spielraum[2]). Infolgedessen liegt der „Aufhängepunkt“

[1]) Da es ganz überwiegend auf die horizontalen Störungskomponenten ankommt, wäre es geometrisch richtiger, beide Schnittflächen horizontal anzuordnen, was ferner die recht wünschenswerthe Drehbarkeit sämmtlicher vier Panzerhälften um die Vertikalachse ermöglichen würde, wie sie beim astatischen Instrument stattfindet. Wir haben indessen im Interesse einer kompendiöseren und leichter ausführbaren Konstruktion auf jene Vorzüge verzichtet.

[2]) Behufs bequemeren Ankittens der Fäden in normaler Länge kann eine spiegelnde Kittunterlage beigegeben werden, ebenso ein Vorrath Quarzfäden und Kitt.

im Instrumente 50 bis 70 *mm* über dem Schwerpunkt. Diese Entfernung spielt bekanntlich eine Rolle bei der Aufstellung der Galvanometer auf dem von Hrn. W. H. Julius konstruirten Trifilarstativ; das hierbei als „Tisch" vorgesehene horizontale Speichenrad[1]) tritt dann ohne Weiteres an Stelle des Dreifusses; beim astatischen Galvanometer wird eine Zentralbohrung zur Aufnahme der unteren Führungsstange erforderlich. Der Schwerpunkt des Ganzen ist in das „Unterstützungsdreieck" zu bringen. Da die Panzergalvanometer gegen Pendelschwingungen sehr empfindlich sind, wird die ganze Vorrichtung zum Schutze gegen Luftzug am besten in ein bis zur Zimmerdecke reichendes Gehäuse eingebaut. Dagegen ist eine Beunruhigung des Gehänges an und für sich durch Luftströmungen innerhalb der mehrfachen Panzerhüllen kaum zu befürchten; bei deren guter Wärmeleitfähigkeit dürften Ungleichmässigkeiten der Innentemperatur wohl zur Genüge ausgeschlossen sein.

8. Spulen. Diese sind ebenfalls für beide Galvanometer auswechselbar, sodass Zusatz oder Ersatz derselben — wie auch der zuletzt erwähnten Zubehörtheile — ohne Weiteres möglich ist. Im Allgemeinen sind allerdings für das astatische Instrument Spulen in Horngummi, für das zweispulige Galvanometer dagegen solche in Stahlgussschalen vorgesehen. Das Aufschieben zweier mit der Spule verbundenen parallelen federnden Hülsen auf entsprechende Kontaktstifte hat sich nach unseren jahrelangen Erfahrungen bei sachgemässer Ausführung und gelegentlicher Reinigung durch Abschmirgeln als Befestigungsart durchaus bewährt.

Die Drahtkörper werden durch einen geeigneten Isolirkitt zusammengehalten; sie füllen im Wesentlichen einen kugeligen Raum von 60 *mm* Durchmesser aus, mit Ausnahme einer von zwei Ebenen im Abstande von 2,5 *mm* begrenzten Luftschicht. In der Regel sind für jede Spule je nach ihrem grösseren oder geringeren Widerstande zwei bis vier Zonen mit verschiedenen Drahtdicken vorgesehen. Die Forderungen der Theorie sind in dieser Weise mit denjenigen einer nicht allzu komplizirten Wicklungstechnik möglichst in Einklang gebracht; im Uebrigen verweisen wir auf unsere früheren Ausführungen über diesen Punkt. Die Luftdämpfer in den Spulen konnten bei den vorliegenden Instrumenten in Wegfall kommen; sie sind durch kupferne Kernstücke ersetzt, welche sich nach aussen konkav konisch erweitern und den elektromagnetisch unwirksameren Windungsraum ausfüllen[2]). Die freiliegenden Begrenzungsebenen der Drahtkörper sind behufs Vermeidung elektrostatischer Wirkungen mit Stanniol beklebt. Als Spulenwiderstände sind zunächst wieder solche von 5, 100 und 2000 Ohm normirt, was für die meisten Zwecke genügen dürfte[3]); indessen kann der verfügbare Windungsraum der Spulen für besondere Zwecke in ganz beliebiger Weise bewickelt werden. In Anbetracht des verhältnissmässig niedrigen Maximalwiderstandes ist von der Einfügung sehr vollkommener Isolirvorrichtungen Abstand genommen worden, wie sie bei Widerständen erforderlich werden, welche nach Zehntausenden von Ohm zählen. Sämmtliche Spulen von gegebenem Widerstande sind gleichwerthig, gleichsinnig und auswechselbar; sie können daher hinten, vorne, oben oder unten nach Belieben aufgeschoben werden, was bei unseren früheren Galvano-

---

[1]) Vgl. W. H. Julius, *Wied. Ann.* **56.** *S. 151. 1895* und *diese Zeitschr.* **16.** *S. 268. 1896*, insbesondere die an letzterer Stelle abgebildete Ausführung des Hrn. J. W. Giltay in Delft.

[2]) H. du Bois und H. Rubens, *Wied. Ann.* **48.** *S. 240. 1893.* Vgl. auch F. Wadsworth, *Phil. Mag.* (5) **38.** *S. 553. 1894.*

[3]) Man erhält damit bei verschiedener Schaltung folgende Gesammtwiderstände; *Vierspulig:* 1,25, 5, 20, 25, 100, 400, 500, 2000, 8000 Ohm; *Zweispulig:* 2,5, 10, 50, 200, 1000, 4000 Ohm. Ausserdem können passende Nebenschlusswiderstände beigegeben werden.

metern nicht der Fall war. Es können auf Wunsch auch Drahtkörper ohne Hülle nachgeliefert werden, die sich ohne Schwierigkeit in bereits vorhandenen Hüllen mittels Schräubchen befestigen lassen.

9. Magnetgehänge. Diese sind bekanntlich die wichtigsten Theile eines Galvanometers und bestimmen seine Empfindlichkeit. Ihre Konstruktion bietet nichts Neues und beruht auf allgemein bekannten Grundsätzen. Bei allen befindet sich der Spiegelhalter am unteren Ende und ist nicht um die Achse drehbar; es entspricht dies der in Folge der Panzerung nothwendigen niedrigen und unveränderlichen Lage der Beobachtungsfenster. Hingegen sind die Instrumente an und für sich bei Aufstellung auf dem Dreifuss um ihre Achse drehbar, sodass das Fenster und damit das Beobachtungsfernrohr in die bequemste Lage gerückt werden kann. Eine Einstellung der Windungsebene parallel bezw. bei astatischen Instrumenten senkrecht zum Meridian ist hier belanglos, da das geschwächte Erdfeld innerhalb der Panzerung kaum noch in Betracht kommt. Anstatt wie früher drei, haben wir nunmehr für jedes Galvanometer im Allgemeinen nur zwei Magnetgehänge vorgesehen:

A. Ein schweres astatisches Magnetgehänge. Gewicht ungefähr 300 *mg*; Gewicht des Planspiegels von 8 *mm* Durchmesser etwa 50 *mg*. Jedes Magnetbündel besteht aus 2×7 Lamellen von 0,25 *mm* Stärke in Form eines Rechtecks von 6×5 *mm* angeordnet. Oberhalb des Spiegels befindet sich ein zu ihm senkrechter runder Dämpfer von 12 *mm* Durchmesser. Auf diesen lassen sich gegebenenfalls zur Vergrösserung des Trägheitsmoments in üblicher Weise Aluminiumbügel hängen.

B. Ein leichtes astatisches Magnetgehänge. Gewicht ungefähr 60 *mg*; Gewicht des 0,2 *mm* starken Planspiegels von 3 *mm* Durchmesser etwa 3 *mg*[1]). Jedes Magnetbündel besteht aus 2×5 Lamellen von 0,15 *mm* Stärke aus künstlich gealtertem glasharten Wolframstahl in Form eines Rechtecks von $4 \times 2{,}5$ *mm* angeordnet; die Lamellen sind)(-förmig von einander abgebogen, wodurch die gegenseitige Entmagnetisirung verringert wird; diesen Kunstgriff hatten wir bereits früher angewandt.

Die zwei entsprechenden unastatischen Magnetgehänge für das Kugelgalvanometer sind ganz ähnlich angeordnet und wiegen etwas über die Hälfte der astatischen. Die mit den zugehörigen Knöpfchen durch Quarzfäden verbundenen Magnetgehänge können in einem mit spiegelnder Einlage versehenen Transportkästchen verpackt werden. Schwerere unastatische Gehänge werden für technische Zwecke angefertigt und auf Wunsch auch zum Aufhängen an Kokonfäden hergerichtet.

Gebrauch und Prüfung der Galvanometer.

10. Der Bequemlichkeit halber empfiehlt sich die Benutzung eines Gestells unter einer Glasglocke, an welchem sämmtliche Gehänge sich anbringen lassen (Fig. 1*B*). Damit ein Magnetgehänge möglichst erschütterungsfrei sei, muss es von vornherein sorgfältig symmetrisch angefertigt sein; etwa entstandene Verbiegungen des Aluminiumträgers müssen nachträglich korrigirt werden. Sodann ist der Quarzfaden genau zentrisch anzukitten, zu welchem Zwecke die Kittfläche mit einer Strichmarke versehen ist; schon eine geringe Abweichung von diesen Vorschriften beeinträchtigt die Ruhelage des Gehänges wesentlich, wie wir früher ausführlich dargelegt haben. Die fabrikmässige Herstellung empfindlicherer Gehänge halten wir nach wie vor nicht

[1]) Versilberte Planspiegel für galvanometrische Zwecke von den angegebenen Dimensionen und darüber verfertigt Hr. Mechaniker H. Haecke in Berlin SO. Ausgesuchte Deckglassplitter lassen sich bekanntlich zu noch viel leichteren Spiegeln verwenden.

für empfehlenswerth, u. A. wegen der Schwierigkeit des Transports. Indessen bietet es keine allzu grossen Schwierigkeiten, im Laboratorium noch leichtere Gehänge für das Galvanometer passend anzufertigen[1]).

Sofern die Magnetbündel trotz des künstlichen Alterns mit der Zeit an ihrer Magnetisirung Einbusse erleiden, sind sie ab und zu wieder zu magnetisiren; bei unseren früheren Galvanometergehängen pflegte das von jeher in einem symmetrischen magnetischen Kreise mit zwei justirbaren Luftzwischenräumen bewirkt zu werden, ähnlich wie bei einem von Hrn. Wadsworth beschriebenen Apparat[2]); eine passende Vorrichtung (1000 Windungen, 2 Ohm; 6 Volt bezw. 3 Amp. beanspruchend) kann dem Galvanometer beigegeben werden. Die Gleichheit der magnetischen Momente der astatischen Gehänge ist bei einer derartigen Magnetisirung genügend gewährleistet; sie kann übrigens leicht nach irgend einer magnetometrischen Methode geprüft werden, zumal sie beim Panzergalvanometer nur bis auf etwa 10 Proz. innegehalten zu werden braucht; eine Nachprüfung lässt sich jederzeit einfach in der Weise ausführen, dass man abwechselnd nur das obere bezw. das untere Spulenpaar in den Stromkreis einschaltet und die Gleichheit der erzeugten Ablenkung kontrolirt.

11. Das Knöpfchen des zum Versuch ausersehenen Gehänges wird vom Gestell abgehoben und womöglich ohne Tordiren des Quarzfadens in den nach vorn hervorgedrehten Galgen eingesteckt, nachdem zuvor sämmtliche Panzer sowie mindestens die Vorderspulen entfernt sind. Der Galgen wird dann zurückgedreht, sodass das Gehänge in seine normale Lage einrückt, in der es mittels der Fussschrauben des Instruments genau zentrisch justirt wird[3]). Durch Drehen des Knöpfchens lässt sich der Faden annähernd wieder detordiren, durch Heben oder Senken das Gehänge der Höhe nach genau zentriren. Bei frisch angekittetem Quarzfaden empfiehlt es sich, einige Zeit zu warten, bis dieser sich „ausgehängt“ hat, da anfangs zuweilen Nullpunktswanderungen auftreten. Will man auf grössere Perioden astasiren, so ist es nothwendig, den — nicht zu dicken — 40 *mm* langen Quarzfaden vollkommener, d. h. bis auf etwa 10^0 auszutordiren. Es geschieht dies am rationellsten, indem man das Gehänge am tordirten Faden zunächst möglichst weit astasirt und darauf die Symmetrie der Ausschläge rechts und links prüft; ist dieselbe noch unvollkommen, so ist das den Quarzfaden tragende Knöpfchen in demjenigen Sinne zu drehen, in welchem der kleinere Ausschlag erfolgte. Beim astatischen Galvanometer kann dies bei abgehobenem Deckel und Astasirung durch den untern Magneten bequem geschehen; beim Kugelgalvanometer erfolgt das Austordiren am besten, indem man provisorisch mit einem Magneten an der Führungsstange astasirt, und zwar bevor die Panzer und die inneren Astasirungsmagnete aufgesetzt werden[4]). Da die Nulllage

[1]) Praktische Anweisungen hierzu, welche auf allgemein bekannten Grundsätzen der Galvanometrie fussen, haben wir früher (*Wied. Ann.* **48.** *S. 247. 1893*) gegeben und zugleich die Bedingungen für die Erschütterungsfreiheit von Gehängen diskutirt. Fast gleichzeitig hat dann Hr. F. Paschen (*Wied. Ann.* **48.** *S. 272. 1893* und **50.** *S. 415. 1893*; *diese Zeitschr.* **13.** *S. 13. 1893*) hochempfindliche Gehänge von 5 *mg* Gewicht hergestellt, deren Magnetlamellen 1 *mm* lang sind. Hr. Vernon Boys hatte übrigens früher unastatische Magnetgehänge von 2 *mg* Gewicht und 0,3 Sek. freier Periode im Erdfelde (Abschn. 21) angefertigt. In den unten (Abschn. 18) erwähnten Tabellen der Hrn. Ayrton und Mather sind auch die Trägheitsmomente einer grossen Zahl verschiedener Gehänge angeführt.

[2]) F. Wadsworth, *Phil. Mag.* (*5*) **38.** *S. 482. 1894.*

[3]) In Fig. 1 *A* ist eine beliebige, lose auf den Deckel gesetzte Dosenlibelle abgebildet, mittels derer das Instrument vorläufig eingestellt werden kann; bei der endgültigen Justirung richtet man sich indessen nur nach der freien zentrischen Lage des Gehänges.

[4]) Es empfiehlt sich auf alle Fälle für beide Instrumente passende Kartonhülsen zur Hand zu haben, welche sie anstatt der Stahlgusspanzer gegebenenfalls gegen Luftzug zu schützen ver-

nunmehr geändert ist, muss das Gehänge von Neuem gerichtet und auf die Symmetrie der Ausschläge hin geprüft werden. Man beobachtet sehr bald, dass das Gehänge um so leichter astasirbar wird, je mehr man sich der Gleichheit der Ausschläge nähert.

12. Das Astasiren eines Galvanometers, wenigstens auf grössere Perioden, erfordert bekanntlich einige Ueberlegung und Uebung. Bei den Panzergalvanometern ist dies in noch höherem Maasse der Fall, weil eine gewisse schwache Eigenpolarität der Panzer sich bei aller Sorgfalt nicht völlig vermeiden lässt und selbstverständlich das dadurch bedingte Richtfeld in Betracht kommt und beim Astasiren berücksichtigt bezw. kompensirt werden muss. Beispielsweise wird bei einem Gehänge, welches freischwebend im Erdfelde eine Periode eines Bruchtheils einer Sekunde aufweist, bei Astasirung auf 10 Sek. das Richtfeld von der Ordnung eines Tausendtel *C.G.S.*

Die Panzer bestehen aus speziellem, besonders sorgfältig und lange ausgeglühten[1]) Stahlguss von sehr hoher Anfangspermeabilität (vgl. Abschn. 14) und geringer Koerzitiv-Intensität; bei richtiger Behandlung übertrifft letztere nicht 1 *C.G.S.*-Einheit. Nach dem Glühen sollen zumal die *inneren* Panzer niemals „magnetisch berührt", d. h. der unmittelbaren Nähe, geschweige dem Kontakte von permanenten Magneten, Stahlwerkzeugen und dgl. ausgesetzt werden; sofern sie sich nicht am Galvanometer befinden, werden sie daher zweckmässig ganz gesondert verwahrt. Bei den *äusseren* Panzern kommt es auf etwas Eigenpolarität viel weniger an, da die Wirkung einer solchen durch den Innenpanzer sehr abgeschwächt wird. Der benutzte Stahlguss erwies sich als genügend homogen; nur ist das Auftreten kleiner Gussblasen in den dünnen Schalen bisher nicht ganz zu vermeiden gewesen; dieser Schönheitsfehler beeinträchtigt die Schutzwirkung nicht merklich. Das absolut phosphorfreie Material rostet leicht an; trotz ihres Lacküberzugs sind daher die Panzer vor Feuchtigkeit und namentlich vor etwaigen chemischen Einflüssen im Laboratorium zu schützen. Mit genügend unmagnetischen Panzern und dünnen Quarzfäden lässt sich eine hohe Astasirung bei einiger Umsicht und Geduld erreichen, und zwar um so rascher und bequemer, je grösser die Auswahl der verfügbaren Astasirungsmagnete ist. Man wird letztere dabei in gewohnter Weise theils als „Direktionsmagnete", theils nur als „Azimuthalmagnete" benutzen; der Universal-Magnetträger leistet hierbei gute Dienste, da dieser allerlei gerade zur Hand liegende Magnete aufzunehmen vermag.

13. Ausser obiger allgemeiner Anweisung ist beim Gebrauch der beiden Instrumente noch Folgendes zu beachten. Das astatische Galvanometer wird, wie schon bemerkt, in der Regel nur mit Horngummispulen benutzt; um diese wird der Innenpanzer gestülpt und in ein solches Azimuth gedreht, dass das Gehänge möglichst nahe der gewünschten Nulllage einspielt. Sodann wird der äussere Panzer aufgesetzt; für die Astasirung ist sein Azimuth unerheblich; man wählt es daher so, dass der Griff des Hebewerks sowie die Klemmschraube bequem zur Hand liegen. Nachdem noch die obere Führungsstange auf den Deckel aufgeschraubt ist, kann die Astasirung erfolgen, wobei der Aussenpanzer etwa in seiner mittleren Höhenlage belassen werden möge; die Einstellung der letzteren ist dann schliesslich noch aus-

---

mögen. Dass bei kürzeren Quarzfäden die Ausschläge nach beiden Seiten nicht mehr symmetrisch ausfallen, sobald einige Anfangstorsion im Faden vorhanden ist, deutet darauf hin, dass bei diesem Material das Drehungsmoment der „Drillung" (d. h. dem Torsionswinkel pro Längeneinheit des Fadens) nur innerhalb eines beschränkten Bereichs proportional zu bleiben scheint.

[1]) Nach einem in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in allen Einzelheiten ausgearbeiteten, bisher noch nicht endgültig veröffentlichten Verfahren.

zuführen. Man bedient sich hierzu einer „künstlichen Störung“, z. B. eines sehr starken Stabmagneten, der um eine Vertikalachse über dem Skalenfernrohr drehbar ist und sich somit in erster Hauptlage mit Bezug auf das Galvanometergehänge befindet. Bei unseren Versuchen entsprach der Drehung jenes Magneten um 180° ein recht erhebliches Störungsfeld von etwa 0,07 *C.G.S.* Je nachdem nun das obere oder untere Magnetbündel das stärkere Moment aufweist, ist der Aussenpanzer zu heben oder zu senken; man findet bald zwei Höhenlagen, bei denen eine bestimmte Störung geringe Ausschläge im entgegengesetzten Sinne bewirkt. Aus den entsprechenden Ablesungen am Theilkreise interpolirt man in üblicher Weise die Einstellung, welche der den vollkommensten Schutz gewährenden Höhenlage entspricht.

Beim Kugelgalvanometer erzeugt jeder der 2 bezw. 8 *mm* breiten inneren Astasirungsmagnete ein Feld von höchstens 2 bezw. 5 *C.G.S.* Je nach Bedarf und je nachdem Spulen in Stahlguss- oder Horngummihülle eingesetzt sind, benutzt man das eine oder andere Paar; durch geeignetes Streichen an starken Magneten gelingt es, sie, wenn nöthig, noch beliebig zu schwächen. Das Astasiren wird sehr erleichtert, wenn beide zusammengehörige Magnete das gleiche Feld erzeugen, sodass bei Gegenüberstellung das Magnetpaar fast gar keine Richtkraft mehr ausübt.

14. Beide Galvanometer wurden einer experimentellen Prüfung bezüglich ihres Verhaltens gegen Störungen sowie ihrer Empfindlichkeit unterzogen. Was ersteres betrifft, so hat der Eine von uns (*a. a. O. § 23*) mehrere Verfahren angegeben, mittels derer man das „Schutzverhältniss“ $\mathfrak{g}$ einer Panzerung bestimmen und daraus die Anfangspermeabilität μ herleiten kann. Indem das Kugelpanzer-Galvanometer in dieser Weise als Permeameter benutzt wurde, fanden wir folgende Zahlen, bei denen die Indizes 1, 2, 3 sich auf die von innen nach aussen zu gezählten Theilpanzer beziehen und d die Wandstärke bedeutet:

Nr.	Bezeichnung	$\mathfrak{g}$	μ	d
1	Innerer Kugelpanzer	$\mathfrak{g}_1 = 13{,}3$	$\mu_1 = 239$	$d_1 = 0{,}28$ *cm*
2	Aeusserer Kugelpanzer	$\mathfrak{g}_2 = 16{,}6$	$\mu_2 = 247$	$d_2 = 0{,}64$ *cm*
3	Zylindrisches Gehäuse	$\mathfrak{g}_3 = 10{,}9$	$\mu_3 = 228$	$d_3 = 0{,}76$ *cm*
(2, 3)	Panzer 2 und 3	$\mathfrak{g}_{23} = 98$	$\mathfrak{g}_2\,\mathfrak{g}_3 = 181$	—
(1, 3)	Panzer 1 und 3	$\mathfrak{g}_{13} = 105$	$\mathfrak{g}_1\,\mathfrak{g}_3 = 145$	—
(1, 2)	Panzer 1 und 2	$\mathfrak{g}_{12} = 120$	$\mathfrak{g}_1\,\mathfrak{g}_2 = 221$	—
(1, 2, 3)	Vollständige Panzerung	$\mathfrak{g}_{123} = 900$	$\mathfrak{g}_1\,\mathfrak{g}_2\,\mathfrak{g}_3 = 2420$	—

Sämmtliche Panzer waren aus derselben Stahlgusssorte gefertigt; die berechneten Werthe von μ zeigen gute Uebereinstimmung und sind recht hoch; dies ist überaus wichtig, da bei einer dreischaligen Panzerung der Gesammteffekt fast proportional mit μ^3 wächst; er wird dementsprechend durch einen recht hohen Werth von $\mathfrak{g}_{123}$ dargestellt, wie er für eine derart leichte Schutzhülle bisher kaum für möglich erachtet wurde. Sofern die Trennungsflächen zwischen den beiden Hälften der Kugelpanzer rostfrei und diese fest auf einander gepresst waren, erwies sich das Schutzverhältniss merklich unabhängig davon, ob die Störungskomponente senkrecht oder parallel zur vertikalen Trennungsebene gerichtet war. Für die drei bilamellaren und die eine trilamellare Kombination sind die Produkte der einzelnen Schutzverhältnisse vergleichshalber angeführt; es ergiebt sich daraus der Betrag, um den das resultirende Schutzverhältniss in Folge der Wechselwirkung der einzelnen Schalen hinter dem überhaupt möglichen Höchstwerthe zurückbleibt.

15. Bei diesen Versuchen betrug das künstliche Störungsfeld nicht mehr als 0,015 *C.G.S.*, weil für intensivere Felder die Permeabilität des Stahlgusses bereits zu veränderlich wird. Die in der Praxis vorkommenden Störungen sind in der Regel bedeutend schwächer, etwa von der Ordnung 0,001 *C.G.S.* Die bei rasch variirenden intensiveren Störungen im geschlossenen Stromkreise des zweispuligen Kugelpanzer-Galvanometers möglicherweise entstehenden Stromstösse werden in gleichem Maasse wie jede Störung geschwächt; es bildet dies einen nicht zu unterschätzenden Vorzug vor Galvanometern mit Spulengehänge, wo derartige Stromstösse sich zuweilen unangenehm bemerkbar machen.

Beim astatischen Galvanometer betrug das Schutzverhältniss des 0,50 *cm* dicken zylindrischen Innenpanzers $\mathfrak{g} = 12,6$ entsprechend $\mu = 246$. Der Aussenpanzer ergab in der Mitte einen etwa fünffachen Schutz, dessen Variation längs der Achse vor der endgültigen Fertigstellung in Form einer Kurve ermittelt wurde (vgl. Fig. 7, *a. a. O. § 28*). Daraus ergiebt sich die günstigste Höhe des Panzers, derart, dass jede möglicherweise vorkommende Differenz zwischen dem oberen und unteren Magnetbündel kompensirbar ist, ohne dass eine allzu präzise Einstellung der Höhenlage erforderlich würde. Bei dem untersuchten Exemplar entsprach ein zehntel Millimeter Hebung oder Senkung des Aussenpanzers einer Differenz der Momente von $^1/_{25}$ Proz. Damit völlige Kompensation erreicht werde, muss das magnetische Moment jedes Magnetbündels genau proportional dem Werthe von $\mathfrak{g}$ für den von ihm eingenommenen Achsenpunkt sein (*a. a. O. § 31*).

16. Empfindlichkeit. Die Empfindlichkeit unserer früheren Galvanometer hatten wir im Anschluss an eine grössere Arbeit der Hrn. Ayrton, Mather und Sumpner gekennzeichnet und insbesondere des besseren Vergleiches halber auch einen normalen Skalenabstand von 2000 Skalentheilen zu Grunde gelegt[1]). Dagegen hatten schon die Hrn. Lummer und Kurlbaum[2]) den freilich näherliegenden Werth 1000 vorgeschlagen; in Folge Abmachungen des Einen von uns mit Hrn. Ayrton ist dieser Werth dann endgültig in Vorschlag gebracht[3]) und hat letzterer seine früheren Zahlenangaben sämmtlich *halbirt.* Wir gestatten uns zu bemerken, dass es nun behufs Vermeidung von Missverständnissen recht erwünscht wäre, wenn folgende darauf basirten Definitionen allgemein als Norm angenommen würden:

Die *Stromempfindlichkeit* S_s ist die dauernde Ablenkung in Skalentheilen für 1 Mikroampere, wenn der Skalenabstand 1000 Theile, die (volle ∾) Periode 10 Sek. beträgt.

Die *ballistische Empfindlichkeit* S_b ist der Ausschlag in Skalentheilen für 1 Mikrocoulomb, wenn der Skalenabstand 1000 Theile, die (volle ∾) Periode 10 Sek. beträgt.

Der Widerstand R der Spulen wird eliminirt durch die Einführung der *normalen Empfindlichkeit* $\mathfrak{S}$ eines Galvanometers vom Gesammtwiderstand 1 Ohm; diese wird definirt durch die Gleichungen

$$\mathfrak{S}_s = \frac{S_s}{\sqrt{R}}$$

und

$$\mathfrak{S}_b = \frac{S_b}{\sqrt{R}}.$$

[1]) W. Ayrton, T. Mather und W. Sumpner, *Phil. Mag.* (5) **30.** *S. 58. 1890.* Auch Hr. F. Kohlrausch adoptirt die Zahl 2000 im „Leitfaden der prakt. Physik" 8. Aufl. 1896. *S. 289;* ebenso Hr. Th. des Coudres in einer Reihe von Aufsätzen in der *Elektrochem. Zeitschr.* **3.** *1897.* Diese Literaturzusammenstellung bildet eine sehr zu empfehlende Einleitung in die neuere Galvanometrie.

[2]) O. Lummer und F. Kurlbaum, *Wied. Ann.* **46.** *S. 206. 1892.*

[3]) W. Ayrton und T. Mather, *Phil. Mag.* (5) **46.** *S. 350. 1898*; H. du Bois, *Verhandl. d. Abth. Physik d. Naturforsch.-Vers. z. Düsseldorf, 22. Sept. 1898*; bei dieser Gelegenheit erhob sich kein Widerspruch gegen die vorgeschlagene Normirung der Empfindlichkeitsangaben.

17. Bekanntlich wächst übrigens die Empfindlichkeit — wegen des vom Isolirmittel eingenommenen Raumes und wegen der praktischen Unmöglichkeit, bei feindrahtigen Spulen die zentralen Windungen aus Draht von der theoretisch richtigen Stärke zu wickeln — thatsächlich etwas weniger rasch als die Potenz $^1/_2$ des Widerstandes. Die Hrn. Ayrton und Mather finden in einzelnen Fällen eine bessere Proportionalität mit der Potenz $^2/_5$. Bei der Periode τ und unter der Annahme, dass die Dämpfung zu vernachlässigen ist, hängen die Ablenkung für 1 Mikroampere A_s bezw. der Ausschlag für 1 Mikrocoulomb A_b zusammen durch die Gleichung

$$A_b = \frac{2\pi}{\tau} A_s \text{ [1]}.$$

Die Stromablenkung ist daher cet. par. grösser oder geringer als der ballistische Ausschlag, je nachdem die Periode mehr oder weniger als 6,283 Sek. beträgt. Für $\tau = 10$ Sek. verhalten die beiden Empfindlichkeiten sich wie $S_b : S_s = 0{,}6283$.

Bei Galvanometern mit willkürlich veränderlicher Periode ist die Ablenkung für 1 Mikroampere bekanntlich cet. par. proportional dem Quadrat der Periode, weil dessen reziproker Werth ein Maass für die gesammte Direktionskraft bildet, unabhängig von den Faktoren, aus denen diese sich zusammensetzt. Diese Beziehung lässt sich leicht in weiten Grenzen experimentell verifiziren; dagegen ist der ballistische Ausschlag nur einfach proportional der Periode. Die hierauf fussenden üblichen Reduktionsformeln

$$S_s = \frac{100}{\tau^2} A_s \quad \text{bezw.} \quad S_b = \frac{10}{\tau} A_b$$

haben daher einen praktischen Sinn eben nur bei Galvanometern, die innerhalb gewisser Grenzen auf eine willkürliche Periode astasirt werden können. Wo dies nicht der Fall ist, gelangt man bei Anwendung der Formeln auf gewisse Instrumente von hoher Schwingungsfrequenz, insbesondere auf sog. Oszillographen, zu grossen Empfindlichkeitszahlen, die aber der thatsächlichen Bedeutung entbehren. Dasselbe gilt für die Mehrzahl der sog. d'Arsonval'schen Galvanometer mit Spulengehänge, deren unveränderliche Periode nur ausnahmsweise mehr als einige Sekunden beträgt.

18. In ihrer letzten Arbeit geben die Hrn. Ayrton und Mather ein werthvolles, reichhaltiges Tabellenmaterial, in dem die zahlenmässigen Bestimmungstücke, vor Allem die Empfindlichkeit einer sehr grossen Anzahl der verschiedensten Galvanometer in übersichtlicher Weise enthalten sind. Ferner berechnen sie *a. a. O. S. 372* den Grenzwerth der überhaupt erreichbaren Empfindlichkeit als Funktion der halben Länge b der Magnetbündel (in *cm*); sie finden dafür (bezogen auf 1000 Skthl., 10 Sek., 1 Ohm) auf Grund mehr oder weniger plausibeler Annahmen

$$\lim \mathfrak{S}_s = \frac{158}{b^2 \sqrt{b} + 0{,}1}.$$

Die Gleichung ergiebt z. B. für 3 *mm* lange Magnetlamellen ($b = 0{,}15$ *cm*) $\lim \mathfrak{S}_s$ gleich 14 000. Wir haben gegen diese an sich sehr instruktive Rechnung indessen einen Einwand zu erheben: es sind naturgemäss für alle in Betracht kommenden Be-

[1]) Falls dagegen m, das „Dämpfungsverhältniss" zweier auf einander folgender, von der Nulllage aus gerechneter Ausschläge, merklich von 1 verschieden ist, so gilt nach Ayrton und Mather die Beziehung

$$A_b = A'_b \left\{ 1 + 0{,}500\,(m-1) - 0{,}277\,(m-1)^2 + 0{,}130\,(m-1)^3 - \ldots\ldots\ldots \right\},$$

wo nun A'_b den thatsächlich beobachteten ballistischen Ausschlag bezeichnet; bei manchen Galvanometern mit Spulengehänge ist letzterer in Folge der übermässigen Dämpfung meist gar nicht mehr mit dem theoretischen vergleichbar; er beträgt unter Umständen nur etwa 5 Proz. desselben.

stimmungsstücke Grenzwerthe angesetzt, u. a. auch für die permanente magnetische Induktion der Stahllamellen; und zwar ist für diese der Werth $\mathfrak{B} = 5000$ *C.G.S.* angenommen, der uns aber für die relativ sehr kurzen Magnetbündel zu hoch gegriffen erscheint.

19. Die remanente Induktion völlig geschlossener Stahlmagnete kann höchstens 10000 *C.G.S.* betragen. Sobald aber der mittlere Entmagnetisirungsfaktor $\overline{N}$, wie im vorliegenden Falle, etwa den Werth 0,2 übertrifft, weicht die remanente Magnetisirung $\mathfrak{J}_R$ nicht allzu sehr ab von dem Werthe

$$\mathfrak{J}_R = \frac{\mathfrak{H}_C}{\overline{N}},$$

der jedenfalls ihre obere Grenze bildet[1]). Darin bedeutet $\mathfrak{H}_C$ die Koerzitiv-Intensität, die für massive Stäbe aus bestem Wolframstahl bei durchaus kunstgerechter Behandlung 80 *C.G.S.* nicht übertrifft; bei anderen Stahlsorten, etwa Uhrfederstahl, oder bei Abweichungen von dem besten Härtungs- und Alterungsverfahren — wie sie bei dünnen Lamellen fast unvermeidlich sind — kann $\mathfrak{H}_C$ unter Umständen nur die Hälfte jenes Werthes aufweisen; hieraus erhellt zur Genüge die grosse Wichtigkeit geeigneten Stahlmaterials für empfindlichere Gehänge. Rechnet man mit einem mittleren Werthe $\mathfrak{H}_C = 60$ *C.G.S.* und nimmt etwa $\overline{N} \gtreqless 0,5$ an, was bei der üblichen Anordnung zutreffen dürfte, so wird $\mathfrak{J}_R \lesseqgtr 120$ oder $\mathfrak{B}_R \lesseqgtr 1500$. Ungefähr diesen Werth ergab uns in der That eine rohe magnetometrische Bestimmung eines frisch magnetisirten Magnetbündels an einem unserer Gehänge. Bei Gehängen mit sehr kurzen Lamellen dürfte der Induktionswerth zwischen 500 und 1000 *C.G.S.* schwanken, unter Umständen also nur den zehnten Theil des von den Hrn. Ayrton und Mather angenommenen betragen. In gleichem Maasse verringert sich aber der überhaupt zu erzielende Höchstwerth der Empfindlichkeit; es kann also nicht Wunder nehmen, wenn leichte Magnetgehänge durchaus nicht an jene theoretischen Grenzwerthe heranreichen; wie *a. a. O. S. 373* bemerkt, kann das nur bei Oszillographen der Fall sein, weil diese kurze Eisennadeln enthalten, welche in einem kräftigen äussern Felde schwingen.

20. Der Hauptgrundsatz für die Konstruktion empfindlicher Magnetgehänge lautete von jeher: $\mathfrak{M}/K$ soll ein Maximum sein, wenn K das Trägheitsmoment, $\mathfrak{M}$ das magnetische Moment eines Magnetbündels bezeichnet; nach dem Vorgange Lord Kelvin's hat man zur Erreichung dieses Zieles das Letztere stets derart angeordnet, dass es aus vielen kurzen, einander nicht zu nahen Lamellen besteht. Unter der Voraussetzung, der Magnet sei ein Rotationsellipsoid von der Dichtigkeit D, von gegebener Querachse $2a$ und veränderlicher Längsachse $2ma$, findet man, wenn vom trägen Ballast des Stiels und Spiegels abgesehen wird,

$$\frac{\mathfrak{M}}{K} = \frac{5\,\mathfrak{H}_C}{D a^2} \frac{1}{N(1+m^2)}.$$

Aus den bekannten Formeln für N folgt, dass der Ausdruck $N\,(1+m^2)$ ein flaches Minimum erst dann erreicht, wenn das Achsenverhältniss m schon etwas unter 1 gesunken ist, der Magnet also schon zum Sphäroid gekürzt erscheint. Die Lösung dieses Spezialfalls hat nur insofern einen praktischen Werth, als sie aus Gründen der Analogie zum Schlusse berechtigt, dass auch bei Berücksichtigung der entmagnetisirenden Wirkung an den hergebrachten Konstruktionsgrundsätzen nichts zu ändern ist. Nur wird bei Verkürzung von Magneten mit *gegebenem Querschnitt* die Empfindlich-

[1]) Vgl. H. du Bois und E. Taylor Jones, *Elektrotechn. Zeitschr.* **17.** *S. 543. 1896*, insbesondere Fig. 4.

keit nicht nach der Ayrton-Mather'schen Formel ungefähr wie die $-{}^5/_2$-te Potenz ihrer Länge zunehmen, sondern erheblich langsamer, und schliesslich eine weitere Steigerung nicht mehr erfahren. Bei *ähnlicher* Verkleinerung eines Magnetbündels variirt freilich $\mathfrak{M}/K$ umgekehrt proportional dem Quadrat der Lineardimensionen; praktisch erreicht die Lamellenstärke indessen bald eine untere Grenze. Da zuweilen die Annahme gemacht wurde, dass bei gegebenem Profil das magnetische Moment der Lamellen ihrer Länge, bezw. bei gegebener Länge ihrem Querschnitt proportional sei, glaubten wir diesen Punkt etwas ausführlicher erörtern zu sollen.

Das Verhältniss $\mathfrak{M}/K$ bildet demnach das Hauptbestimmungsstück für die Güte eines Magnetbündels; sofern letzteres nur den Raum einnimmt, innerhalb dessen das Spulenfeld merklich gleichförmig ist, wird cet. par. die Stromempfindlichkeit — bei Vernachlässigung der Fadentorsion — direkt proportional mit $\mathfrak{M}/K$. Bei *unastatischen* Gehängen lässt sich diese Grösse einfach aus der freien Schwingung im Erdfelde ermitteln; bezeichnet man deren Periode mit τ, die Horizontalintensität mit $\mathfrak{H}_H$, so wird

$$\frac{\mathfrak{M}}{K} = \frac{4\pi^2}{\mathfrak{H}_H \tau^2}; \quad \text{oder} \quad \frac{\mathfrak{M}}{K} = \frac{200}{\tau^2},$$

wofern $\mathfrak{H}_H = 0{,}197$ *C.G.S.* gesetzt wird, was im mittleren Europa merklich zutrifft.

21. Ein torsionsfreies *astatisches* Gehänge, bei dem obiges Verfahren versagt, sei mit Magnetbündeln ausgerüstet, deren ein jedes den gleichen Werth von $\mathfrak{M}/K$ aufweise wie bei einem unastatischen Gehänge. Es lässt sich nun leicht nachweisen, dass die normale Stromempfindlichkeit des vierspuligen Galvanometers cet. par. seines doppelten Widerstandes wegen im Verhältniss $1:\sqrt{2}$ gegen diejenige des entsprechenden zweispuligen Instruments verringert erscheinen müsste, wenn vom trägen Ballast abgesehen werden könnte. Da aber das Trägheitsmoment des Spiegels, seines Halters und des Stieles immerhin erheblich ins Gewicht fällt und auch die Fadentorsion meistens in Betracht kommt, wird jenes Verhältniss in der Praxis doch wieder zu Gunsten astatischer Instrumente verschoben.

Die mit den beiden untersuchten Panzergalvanometern thatsächlich erreichten normalen Empfindlichkeiten sind in nachstehender Tabelle mitgetheilt, und zwar wurden die Werthe unter Benutzung der Spulen von 5 Ohm beobachtet.

Art des Gehänges		$\mathfrak{S}_a$	$\mathfrak{S}_b$
Unastatisches Kugelpanzer-Galv.	Schweres Gehänge	80	50
	Leichtes „	800	500
Astatisches Panzer-Galvanometer	Schweres „	160	100
	Leichtes „	1000	630

Es sind abgerundete Zahlen — auf 1000 Skth., 10 Sek. und 1 Ohm bezogen — angeführt, da selbstverständlich verschiedene nach demselben Muster reproduzirte Magnetgehänge niemals genau identische Leistungen aufweisen; namentlich die Innehaltung der günstigsten Härtungstemperatur ist naturgemäss schwieriger durchführbar als bei massiven Stahlstäben. Es ist der theoretische Werth $\mathfrak{S}_b = 0{,}628\,\mathfrak{S}_a$ angeführt, unter Vernachlässigung etwaiger Dämpfung (vgl. Abschn. 17). Wie ersichtlich, ist bei den schweren Gehängen in Folge des trägen Dämpfers das Empfindlichkeitsverhältniss $1:0{,}5$ statt $1:\sqrt{2}$, bei den leichten aber $1:0{,}8$. Das leichte unastatische Gehänge hatte im Erdfelde eine Periode von 0,50 Sek., daher ist nach dem Vorigen $\mathfrak{M}/K = 800$; zufällig sind also $\mathfrak{S}_a$ und $\mathfrak{M}/K$ nicht nur proportional, sondern numerisch gleich. Man kann daher solche Gehänge überall in der denkbar einfachsten Weise auf ihre normale Empfindlichkeit im Galvanometer prüfen, ohne dabei eines solchen zu bedürfen.

Beim leichten astatischen Gehänge haben wir jetzt den Werth von $\mathfrak{S}_e$ gegen früher verdoppelt. Wenn man von den Oszillographen absieht, beträgt der höchste bisher von Hrn. F. Paschen mit einem selbstgefertigten Gehänge erhaltene Werth 3900, übertrifft unsern also um das Vierfache. Andere Vergleichswerthe sind in der Ayrton-Mather'schen Zusammenstellung nachzusehen.

Die weitere Anfertigung der Panzergalvanometer hat die Firma Siemens & Halske A.-G. in Berlin übernommen, welche auch die untersuchten Exemplare nach unseren Werkzeichnungen baute.

Berlin, im Februar 1900.

Eine selbstthätige Sprengel'sche Quecksilberluftpumpe.

Von
Prof. Dr. **W. Donle** in München.

Die Sprengel'sche Quecksilberluftpumpe ist durch die Anordnung von Neesen[1]) und von Boas[2]), sowie von Kahlbaum[3]) zum selbstthätigen Betrieb eingerichtet worden[4]). Die beiden ersteren verwenden eine grössere Anzahl von Fallröhren und treiben das durch dieselben in ein Sammelgefäss herabgefallene Quecksilber unter Benutzung des Atmosphärendruckes wieder in das Zulaufgefäss, indem ein in dem Sammelgefäss angebrachter Schwimmer eine Ventil- bezw. Hahnsteuerung in Thätigkeit setzt, welche das Sammelgefäss abwechselnd mit der atmosphärischen Luft oder einer Wasserstrahlpumpe verbindet. Diese Steuerung erfolgt stets erst bei genügender Quecksilbermenge im Sammelgefäss, sodass also die Zuführung des Quecksilbers zum Zulaufgefäss eine *intermittirende* ist. Bei der mit einer Fallröhre ausgestatteten Kahlbaum'schen Pumpe erfolgt jedoch die Zuführung des Quecksilbers aus dem Sammelgefäss zum Zulaufgefäss *kontinuirlich* dadurch, dass in das Sammelgefäss ein Rohr eintaucht, welches oberhalb des Quecksilberniveaus eine feine seitliche Oeffnung für den Zutritt trockener Luft besitzt. Wird aus diesem Rohr, welches das Hubrohr genannt werden soll, mittels einer Wasserstrahlpumpe die Luft abgesaugt, so steigt das Quecksilber aus dem Sammelgefäss in dem Hubrohr, wobei durch die seitliche Oeffnung von Zeit zu Zeit Luftblasen eindringen. Es entsteht so in dem Hubrohr eine durch Luftblasen unterbrochene Quecksilbersäule, sodass das Quecksilber nach den Angaben von Kahlbaum auf 1,2 bis 1,3 *m* Höhe gehoben und dem Zulaufgefäss wieder zugeführt werden kann. Es ermöglicht also die Kahlbaum'sche Anordnung die Verwendung eines Fallrohres von *über Barometerhöhe*, was bei Sprengel-Pumpen mit nur einem Fallrohr für Erzielung sehr hoher Luftverdünnung unerlässlich erscheint, während die Konstruktionen von Neesen und Boas Fallröhren von geringerer Höhe haben und die gute Wirkung durch die grössere Anzahl der Fallröhren erzielen.

Es lässt sich aber das *kontinuirliche* Heben des Quecksilbers auf *weit über Barometerhöhe* noch in einer von der Kahlbaum'schen verschiedenen Weise unter Benutzung einer Wasserstrahlpumpe ausführen, und gestaltet sich dadurch die Pumpe noch wesentlich einfacher. Lässt man nämlich jede in dem Fallrohr zum unteren

[1]) Neesen, *diese Zeitschr.* ***14.*** *S. 125. 1894.*

[2]) Boas, *diese Zeitschr.* ***16.*** *S. 146. 1896.*

[3]) Kahlbaum, *diese Zeitschr.* ***13.*** *S. 73. 1893.*

[4]) Einige andere selbstthätige Sprengel-Pumpen weisen nur geringfügige Abänderungen der Konstruktionen von Neesen, Boas oder Kahlbaum auf.

Sammelgefäss herabgefallene kleine Quecksilbermenge in ein etwa 2 *mm* weites vertikales Hubrohr eintreten, durch welches mit der Wasserstrahlpumpe ein Strom trockener Luft kräftig hindurchgesaugt wird, so wird *diese kleine Quecksilbermenge* beim Eintritt in die etwas erweiterte Ansatzstelle des Hubrohres *in kleine Tröpfchen*, welche meist einen Durchmesser von nur wenigen zehntel Millimeter haben, *zerrissen*, *die entstandene Quecksilberwolke auf beträchtliche Höhe (über 1,5 m) emporgesaugt und direkt wieder in das obere Zulaufgefäss geschleudert.*

Unter Benutzung dieser Wirkung gestaltet sich dann die Anordnung der Pumpe (s. die Figur in $^1/_{13}$ nat. Gr.) folgendermaassen.



An einem vertikalen Eichenholzbrett von 140 *cm* Höhe und 40 *cm* Breite ist zunächst der Sprengel'sche Pumpenkörper P nebst einem 110 *cm* langen Fallrohr F befestigt. Das Quecksilber wird demselben aus dem an einem verstellbaren Schlitten befestigten Zulaufgefäss Z durch einen mit Quetschhahn[1] Q versehenen Gummischlauch zugeführt, wobei es vor Eintritt in den Pumpenkörper noch die Luftfalle L durchlaufen muss, welche allenfalls mitgenommene Luft zurückhält. Die Verbindung des Zulaufgefässes Z mit der Luftfalle L durch Gummischlauch soll ein Heben und Senken der Theile ermöglichen, sowie die Zerbrechlichkeit vermindern. Das Zulaufgefäss Z ist mit einem doppelt durchbohrten Kautschukstopfen geschlossen, welcher von einem zum Hubrohr $H_1 H_2 H_3$ gehörigen ∩-förmigen Glasrohr H_3 und einem ⊢-Rohr mit Einweghahn E durchsetzt wird. Das Einfüllen des Quecksilbers in Z geschieht durch den mit Gummistopfen verschliessbaren Ansatz G des ⊢-Rohres, während Rohr W mit der Wasserstrahlpumpe, Rohr B mittels Luftpumpenschlauches mit dem Dreiwegehahn D in Verbindung steht, um bei geschlossenem Hahn E und geeigneter Stellung des Dreiwegehahnes D (Hahngriff vertikal, Marke links) ein Vorpumpen des Rezipienten mit der Wasserstrahlpumpe zu ermöglichen.

An das Sammelgefäss S, welches das im Fallrohre F herabgefallene Quecksilber aufnimmt, ist einerseits das mit Gummistopfen verschlossene Ablaufrohr A, andrerseits, etwa 1 *cm* höher, das vertikale 2 *mm* weite Hubrohr $H_1 H_2 H_3$ angesetzt, welches bis H_2 aus Glas, von da bis H_3 aus einem Luftpumpenschlauch von 2 bis 3 *mm* lichter Weite besteht. Das Ablaufrohr A dient dazu, vor Ingangsetzen der Wasserstrahlpumpe etwa zu viel im Sammelgefäss S vorhandenes Quecksilber (was bei richtiger Handhabung nicht vorkommt) ablaufen zu lassen, damit beim nachfolgenden Saugen mit der Wasserstrahlpumpe in das Hubrohr $H_1 H_2$ nur wenig oder gar kein Quecksilber eintritt. Das Sammelgefäss S ist ausserdem durch einen zweifach durchbohrten Gummistopfen luftdicht verschlossen, durch welchen das Fallrohr und das kurze Glas-

[1]) Der Quetschhahn soll eventuell durch einen mit Porzellanstopfen versehenen Kahlbaum'schen Hahn ohne Fettdichtung ersetzt werden; ein solcher konnte aber bis jetzt noch nicht erhalten werden.

röhrchen C hindurchgehen. Letzteres dient zum erstmaligen Einfüllen von Quecksilber in das Sammelgefäss S, bleibt dann aber durch Gummischlauch mit dem Schwefelsäure-Trockengefäss T_2 verbunden, damit die Wasserstrahlpumpe nur trockene Luft durch S und das Hubrohr $H_1 H_2 H_3$ nach Z saugt.

An dem von der Sprengel-Pumpe P zum Rezipienten R führenden Rohr ist bei T_1 ein Trockengefäss für wasserfreie Phosphorsäure angebracht, welches vollkommen gesondert abgenommen und mittels Schliffs und Quecksilberdichtung nach Neubeschickung mit Phosphorsäure wieder angesetzt werden kann. Das Trockengefäss T_1 ist durch ein kleines verstellbares Tischchen unterstützt. Ueber dem Trockengefäss T_1 befindet sich das ebenfalls mit Schliff und Quecksilberdichtung versehene Verbindungsrohr zum Rezipienten R.

Ueber dem Pumpenkörper P befindet sich noch ein Manometerabschluss M und ein Dreiwegehahn D, welch letzterer einen luftdichten Abschluss gegen das Manometer (Hahngriff unter 45°, Marke links) oder eine Verbindung mit Rohransatz B und dadurch mit der Wasserstrahlpumpe (Hahngriff vertikal, Marke links) oder endlich mit dem auf einem kleinen Tischchen stehenden Schwefelsäure-Trockengefäss T_3 (Hahngriff horizontal, Marke unten) zum Wiedereinlassen trockener Luft ermöglicht. Der Manometerabschluss besteht aus einem kleinen, mit etwa 1 bis 2 *ccm* Quecksilber gefüllten Becher mit eingeblasenem weiten Rohr, welches in das Quecksilber etwa 2 bis 3 *mm* weit eintaucht und den Weg zum Rezipienten auch für die höchsten Verdünnungen vollkommen luftdicht abschliesst, aber auch ein Vorpumpen des Rezipienten bei nur 2 bis 3 *mm* Quecksilberüberdruck gestattet. Das einmalige Einfüllen des Quecksilbers in den Manometerabschluss geschieht durch einen kleinen, mit gebogenem Auslaufrohr versehenen Trichter durch die untere Bohrung des Hahnes D nach herausgenommenem Hahnstopfen. Durch die mehrfachen Windungen des aus dem Manometerabschluss zum Rezipienten führenden Rohres wird vermieden, dass beim Wiedereinlassen von Luft durch das Trockengefäss T_3 Quecksilber in die Pumpe geschleudert wird.

Das Arbeiten mit dieser selbstthätigen Sprengel'schen Quecksilberluftpumpe gestaltet sich sehr einfach. Nachdem in den Manometerabschluss M, wie oben angegeben, und durch die Röhrchen G und C die nöthigen Quecksilbermengen eingegossen sind (*insgesammt 500 g*), wobei das Sammelgefäss S nur bis zur Einmündung des Ablaufrohres A gefüllt wird, wird das Rohr G mit einem kleinen Gummistopfen gut verschlossen und Rohr C durch einen Gummischlauch mit dem Trockengefäss T_2 verbunden. Sodann wird bei geschlossenem Einweghahn E und Quetschhahn Q der Dreiweghahn D so gedreht, dass, wie oben angegeben, eine Verbindung der Wasserstrahlpumpe mit dem Rezipienten R hergestellt ist (Hahngriff vertikal, Marke links), und so lange mit der Wasserstrahlpumpe gesaugt, bis dieselbe keine weitere Luftverdünnung im Rezipienten hervorbringt. Nach Drehen des Dreiweghahnes in die 45°-Stellung und Oeffnen des Einweghahnes E lässt man dann durch den Quetschhahn Q mit passender Geschwindigkeit Quecksilber zum Pumpenkörper fliessen. Von nun ab bedarf die Pumpe *keiner weiteren Beaufsichtigung* und arbeitet *vollkommen selbstthätig*, da jede aus dem Fallrohr F in das Sammelgefäss S gelangende kleine Quecksilbermenge, wie bereits erwähnt, bei Eintritt in das Hubrohr $H_1 H_2 H_3$ durch die Saugwirkung der Wasserstrahlpumpe sofort in kleine Tropfen zerrissen und nach dem Zulaufgefäss Z geschleudert wird.

Soll das Arbeiten mit der Pumpe *unterbrochen* werden, so ist *zuerst* der Quetschhahn so weit zuzudrehen, dass kein Quecksilber zum Fallrohr mehr zuläuft; *dann erst*

wird die Wasserstrahlpumpe abgestellt. Soll das Arbeiten mit der Pumpe *fortgesetzt* werden, so wird *zuerst* die Wasserstrahlpumpe in Betrieb gesetzt und Luft durch das Hubrohr und das Zulaufgefäss gesaugt und *dann erst* der Quetschhahn für den Zulauf des Quecksilbers zum Fallrohr geöffnet.

Die getroffene Anordnung gestattet, die Pumpe auch *nicht selbstthätig* zu benutzen. Man würde nur das Zulaufgefäss Z mittels des verschiebbaren Schlittens so hoch zu stellen haben, dass das Quecksilber in das Fallrohr einläuft. Das Ablaufrohr A, welches bei selbstthätigem Arbeiten stets geschlossen bleibt, ist nunmehr zu öffnen, unter dasselbe ein Gefäss zur Aufnahme des durch das Fallrohr herabgeflossenen Quecksilbers zu stellen und das Quecksilber von Zeit zu Zeit bei G wieder in das Zulaufgefäss einzugiessen. Natürlich ist in diesem Falle eine etwa doppelt so grosse Quecksilbermenge als die vorhin angegebene vortheilhaft, um das Zugiessen in das Gefäss Z nicht allzu häufig ausführen zu müssen

Bei Benutzung als *selbstthätig wirkende* Pumpe lässt es sich durch richtiges Einstellen des Quetschhahns und damit des Quecksilberzuflusses zum Fallrohr leicht erreichen, dass das abwärts geflossene Quecksilber vollkommen ununterbrochen und gleichmässig durch das Hubrohr in das Zulaufgefäss geschleudert wird. Die Druckverminderung, welche in diesem Falle die Wasserstrahlpumpe durch ihre Saugwirkung erzielen muss, beträgt nach angestellten Messungen gegenüber dem Atmosphärendruck (derselbe betrug im Mittel 725 *mm*) 400 bis 500 *mm*, sodass in der Saugleitung ein Druck von 225 bis 325 *mm* herrscht. Eine Wasserstrahlpumpe, welche auch nur eine Luftverdünnung bis auf $^1/_5$ bis $^1/_6$ Atmosphärendruck herzustellen gestattet, ist somit zum selbstthätigen Betriebe der oben beschriebenen Pumpe mehr als ausreichend, wenn die Wasserstrahlpumpe nur genügend rasch saugt und gleichmässig arbeitet.

Bei den Versuchen, auf welche Höhe das Quecksilber in der oben angegebenen Weise gehoben werden kann, war bei 150 *cm* Hubhöhe die Grenze noch nicht erreicht worden, wobei der Druck in der Saugleitung der Wasserstrahlpumpe 120 *mm* betrug; es kann also auf diese Weise das Quecksilber sicher noch beträchtlich höher gehoben werden. Bei der oben beschriebenen Pumpe beträgt die Hubhöhe für das Quecksilber bei der gewöhnlichen tiefsten Stellung des Zulaufgefässes 120 *cm*. Ausserdem war auch dieses Verfahren zum Heben des Quecksilbers bei einer älteren Sprengel-Pumpe mit drei Fallröhren mit bestem Erfolge versucht worden; es könnte also das oben beschriebene Modell auch mit zwei oder drei Fallröhren ausgestattet werden unter Beibehaltung derselben Art der automatischen Quecksilberförderung.

Um einen Anhaltspunkt über die Leistungsfähigkeit der oben beschriebenen Pumpe mit einer Fallröhre zu gewinnen, sei erwähnt, dass wiederholt ein kugelförmiger, mit zwei Elektroden versehener Rezipient von 250 *ccm* Rauminhalt[1]) von einem mit der Wasserstrahlpumpe erzielten Anfangsdruck von 20 bis 25 *mm* an in durchschnittlich 2 Stunden bis zum Vakuum guter Röntgen-Röhren, in einer weiteren halben Stunde so weit luftleer gemacht wurde, dass die Funkenentladung eines Ruhmkorff'schen Induktoriums (10 *cm* Schlagweite) nicht mehr durch die Röhre ging. Dabei ergab sich in Uebereinstimmung mit den Versuchen von Neesen[2]), dass etwa $^3/_4$ dieser Zeit nöthig waren, um den Druck im Rezipienten auf einen Bruchtheil des Millimeter zu vermindern, dass also die günstigste Wirkung der Sprengel-Pumpe bei Gasdrucken beginnt, welche wenige zehntel Millimeter Quecksilber betragen.

---

[1]) Das Volumen des Phosphorsäure-Trockengefässes u. s. w. ist nicht mit inbegriffen.

[2]) Neesen, *diese Zeitschr.* **15.** *S. 273. 1895.*

Die Anfertigung der vorstehend beschriebenen selbstthätigen Sprengel'schen Quecksilberluftpumpe, die, wie ich glaube, in Folge der äussersten Einfachheit in Anordnung und Gebrauch für Demonstration und Laboratorium gleich gut verwendbar ist, hat Herr Präzisions-Glasinstrumentenfabrikant R. Ebermayer in München, Schillerstrasse 28, übernommen[1]).

München, Physik. Kabinet d. K. B. Militär-Bildungs-Anstalten, im Januar 1900.

Neue Analysator- oder Messvorrichtungen für Saccharimeter.

Von
Dr. F. F. Martens.
(Mittheilung aus der optischen Werkstätte von Franz Schmidt & Haensch in Berlin.)

I. Neue Keilkompensation. Die Quarzkeilkompensation eines Saccharimeters dient bekanntlich dazu, die entgegengesetzte Drehung der untersuchten Zuckerlösung zu kompensiren und zu messen. Nach dem Durchgang durch die Keilkompensation durchlaufen die benutzten weissen Lichtstrahlen die Analysatorblende und das Analysatornicol (A und N in den nachstehenden Fig. 1 bis 3).

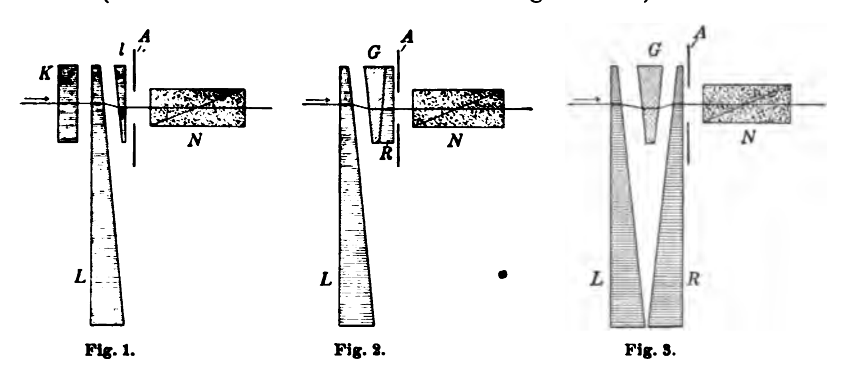


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Die bisher üblichen Keilkompensationen (s. Fig. 1) bestehen 1. aus einem langen verschiebbaren Keil L, der in der Regel linksdrehend ist, 2. einem kurzen Gegenkeil l gleicher Drehung, welcher den langen Keil zu einer planparallelen Platte variabler Dicke ergänzt, und 3. der Kompensationsplatte K, welche dazu dient, die Drehung der beiden Keile bei leerem Apparat, d. h. in der Nullstellung aufzuheben. Bei der sog. doppelten Keilkompensation ist die Kompensationsplatte K wieder aus zwei Keilen gebildet und daher von variabler Dicke.

Bei der neuen Keilkompensation[2]) (s. Fig. 2 und 3) *sind zwei Quarzkeile L und R von entgegengesetzter Drehung so kombinirt, dass die dicken Enden der Keile nach derselben Seite hin gerichtet sind. Die Ablenkung der beiden Quarzkeile ist durch einen zwischen ihnen liegenden Glaskeil G aufgehoben.*

Die beiden Quarzkeile L und R haben gleichen brechenden Winkel; die nach aussen liegenden Keilflächen sind senkrecht zur optischen Achse geschliffen. Die Polarisationsebene eines Lichtstrahles, welcher durch eine beliebige Stelle der Analysatorblende hindurchgegangen ist, erfährt durch die Keile eine Drehung, welche der *Differenz der in beiden Keilen zurückgelegten Wege* proportional ist. Daraus folgt zunächst,

[1]) D.R.G.M. ist angemeldet. Der Preis der Pumpe in der oben beschriebenen Anordnung beträgt 55 M.

[2]) D.R.P. angemeldet.

dass die an verschiedenen Stellen durch die Analysatorblende gehenden Strahlen praktisch dieselbe Drehung erleiden[1]), ferner, dass diese Drehung Null ist, wenn die in beiden Keilen durchlaufenen Wege gleich sind. Eine besondere Quarzplatte (*K* in Fig. 1), wie sie bei den früheren Keilkompensationen erforderlich war, um in der Nullstellung die Drehung der Keile aufzuheben, ist bei der neuen Keilkompensation überflüssig. Der Wegfall der Kompensationsplatte macht die neue Keilkompensation billiger, ferner lichtstärker, da zwei reflektirende Flächen weniger vorhanden sind. Besonders wichtig ist, dass die Auslöschung des Apparates besser ist, weil die dicke Kompensationsplatte stets eine merkliche Aufhellung des Gesichtsfeldes bewirkt.

Die neue Keilkompensation wird in zwei verschiedenen Formen ausgeführt. Fig. 2 zeigt eine neue einfache Keilkompensation, bei welcher nur ein Keil *L* messbar verschoben wird, während der andere Keil *R* mit dem Glaskeil *G* verkittet ist. In Fig. 3 ist eine neue doppelte Keilkompensation dargestellt, bei welcher beide Keile, sowohl der linksdrehende Arbeitskeil *L* als auch der rechtsdrehende Kontrolkeil *R* messbar verschoben werden können.

II. Neue spannungsfreie Keilbefestigung[2]). Der bewegliche Quarzkeil einer Keilkompensation muss in einem zur Führung dienenden Schlitten befestigt werden. Bisher hat man gewöhnlich den Quarzkeil seiner ganzen Länge nach in eine passende Aussparung des Schlittens eingekittet. Zweckmässiger ist es (s. Fig. 4), *das eine dickere Ende a des Keiles L in ein besonderes Fassungsstück b einzukitten und letzteres mit dem Schlitten c zu verschrauben, während der ganze Keil frei in der Luft schwebt.*

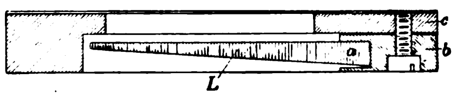


Fig. 4.

Bei dieser Befestigungsart kann nicht, wie früher, beim Erkalten des Kittes eine schädliche Spannung im Quarzkeil erzeugt werden. Presst man künstlich das eingekittete Ende des Quarzes, so kann man leicht feststellen, dass sich ein solcher Druck nur wenige Millimeter im Keile fortpflanzt. Ferner kann sich das freie Ende des Keiles beliebig ausdehnen, während früher bei Temperaturänderung durch die Differenz der thermischen Ausdehnung von Quarz senkrecht zur Achse und von Messing eine Spannung des ganzen Keiles in seiner Längsrichtung eintreten konnte.

Durch Bearbeiten der Auflagefläche des Fassungsstückes *b* kann man den Quarzkeil schnell richtig justiren, d. h. so, dass seine optische Achse der Achse des Saccharimeters parallel ist. Nach Abschrauben des Fassungsstückes kann man den Keil leicht reinigen.



Fig. 5.

Bei dem Glaskeil *G* der neuen Keilkompensation ist dieselbe spannungsfreie Befestigungsart angewandt.

III. Analysatorvorrichtung mit beschränktem Messbereich. In der ärztlichen und in der Zucker-Praxis sind vielfach Saccharimeter in Gebrauch, deren Messbereich nur etwa 40^0 Ventzke beträgt. Fig. 5 zeigt die Analy-

[1]) Die Nichterfüllung dieser Bedingung macht den bekannten Rotationskompensator (vgl. z. B. Kayser, Lehrbuch der Physik. 2. Aufl. *S. 532*) für saccharimetrische Zwecke unbrauchbar.

[2]) D.R.P. 110 001.

satorvorrichtung eines solchen Saccharimeters. Das Gehäuse G, das Einlagerohr R für die Beobachtungsröhren und der Balken B sind fest miteinander verschraubt. Die einzelnen Theile der Analysatorvorrichtung, so z. B. das Fernrohr F, sind am

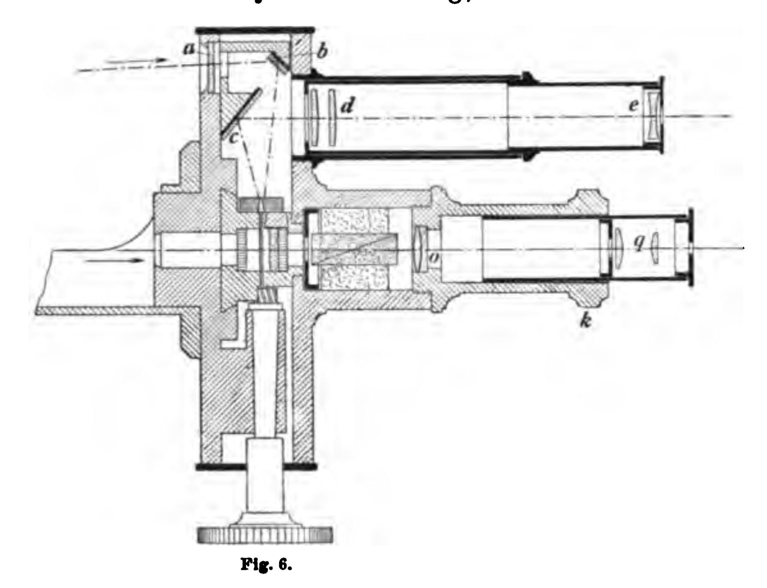


Fig. 6.

Gehäuse befestigt. Die Bewegung des den langen Keil tragenden Schlittens S erfolgt durch den Trieb T. Die Beleuchtung der Skale und des Nonius n geschieht von der Beobachtungslampe durch den versilberten Spiegel M, dessen vordere Fläche mattirt ist; zur Ablesung dient die verstellbare Lupe L.

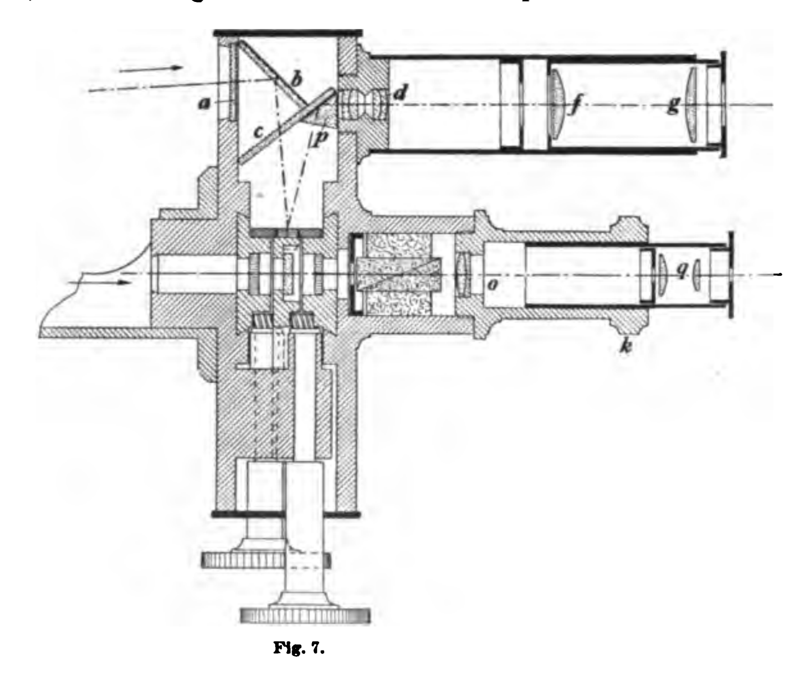


Fig. 7.

IV. Analysatorvorrichtung mit einfacher Keilkompensation von — 20° bis + 100° Ventzke. Fig. 6 zeigt im Schnitt eine Analysatorvorrichtung, die eine Keilkompensation nach Fig. 2 besitzt und Lösungen von etwa — 20° bis + 100° Ventzke zu untersuchen gestattet. Das astronomische Fernrohr $o\,q$ wird durch Drehen des Kordelringes k auf

die Polarisatorblende scharf eingestellt. Zur Beleuchtung der Skale und des Nonius tritt ein Theil des von der Beobachtungslampe ausgehenden Strahlenbündels durch das Schutzglas *a* in die Analysator-Vorrichtung ein und wird darauf von dem Spiegel *b* mit mattirter Vorderfläche, der Skalenoberfläche und dem Spiegel *c* in die Lupe mit den Linsen *d* und *e* reflektirt.

V. Analysatorvorrichtung mit doppelter Keilkompensation. Keilkompensationen mit zwei messbar verschiebbaren Keilen (s. Fig. 3) werden gewöhnlich mit einem Gesammtmessbereich von etwa -100^0 bis $+100^0$ Ventzke hergestellt. In Fig. 7 ist eine Analysatorvorrichtung mit doppelter Keilkompensation im Schnitt gezeichnet. Die Beobachtungslampe beleuchtet gleichzeitig mit der Polarisatorblende die Skalen und Nonien, nach Reflexion der Strahlen an dem Spiegel *b* und Durchgang durch die Schutzplatte *a* und die Mattscheibe *c*. Die von der Skalenoberfläche reflektirten Strahlen werden vom Prisma *p* in ein Mikroskop *dfg* geworfen; das Mikroskop ist auf die Oberfläche der Skalen scharf eingestellt. Beide Skalen und Nonien sind gleichzeitig zu übersehen.

Bei allen Analysatorvorrichtungen[1]) ist Vorsorge getroffen, dass die Fassungen der optischen Theile zwecks Reinigung der letzteren leicht herausgenommen werden können.

Referate.

Verfahren zur Ausgleichung von Beobachtungsgrössen auf mechanischem Wege und Anwendung auf Ausgleichungen nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Von Landmesser Fischer. *Zeitschr. f. Vermess.* ***28.*** *S. 553. 1899.*

Fehlerausgleichung auf mechanischem Wege.

Von Demselben. *Ebenda S. 655.*

Der Verf., Landmesser bei der Ansiedlungskommission in Posen, beschreibt im ersten Aufsatz ein Verfahren, die „umständlichen Ausgleichungsrechnungen" nach der Methode der kleinsten Quadrate durch ein mechanisches Verfahren zu ersetzen und zeigt die Anwendung des Verfahrens auf die Aufgabe des Vorwärtseinschneidens, während im zweiten Aufsatz die Ausgleichung des mehrfach rückwärts eingeschnittenen Punktes, des durch überschüssige Längenmessungen bestimmten Punktes u. s. f. gezeigt wird. Beim Vorwärtseinschneiden wird für jeden der den Punkt bestimmenden Strahlen eine dünne federnde Metalllamelle (Drahtstück von konstantem Querschnitt) angewandt, die in richtiger Lage so festgeklemmt wird, dass ihre Länge gleich $\sqrt[3]{l^2}$ ist, wenn l die Strecke zwischen dem Neupunkt und dem gegebenen Punkt bezeichnet. Eine Nadel senkrecht zur Ebene der Federn wird dann so zwischen die freien Enden der Lamellen gehalten, dass alle auf die Nadel drücken (dazu sollen Federn, die die Nadel ohne Weiteres nicht berühren, so lang gebogen werden, bis dies der Fall ist); die Nadel wird dadurch nach einem bestimmten Punkt hin verschoben, und zwar bei den angegebenen Längen der Federn nach dem Punkt, der der Bedingung der Methode der kleinsten Quadrate $[v^2] =$ Min. entspricht. Aehnlich werden die andern oben genannten Aufgaben mechanisch gelöst.

Der Verf. schreibt seinem Verfahren der „mechanischen Rechnung" bedeutende Arbeitsersparniss zu, indem z. B. beim Einschneiden von Punkten die Bildung der Richtungskoeffizienten *a* und *b*, die Bildung und Auflösung der Normalgleichungen des gewöhnlichen Ver-

---

[1]) Die erste Anregung zur Konstruktion geschlossener Analysatorvorrichtungen für Saccharimeter hat, soweit dem Verf. bekannt ist, Hr. Dr. Schönrock gegeben (s. Landolt, Optisches Drehungsvermögen. 2. Aufl. *S. 345* Anmerkung. 1898).

fahrens wegfällt; ferner könnte man, was aber nebensächlich ist, auf wesentlich ganz demselben Weg auch die Aufgaben lösen, die der Bedingungsgleichung $[v^n]$ = Min. ($n \gtreqless 2$) genügen. Man muss auch zugeben, dass diese Verwendung des mechanischen Prinzips des kleinsten Zwangs der Anschaulichkeit nicht entbehrt, dass endlich das Verfahren in theoretischer Beziehung sehr interessant ist. Etwas anders scheint dem Ref. die Antwort auf die Frage zu lauten, ob der Verf. sich in *praktischer* Beziehung nicht zu viel von seinem Verfahren verspricht. Es sind bei einer Vergleichung zwischen mechanischer Bestimmung und numerischer Rechnung zwei Dinge nicht ausser Acht zu lassen: erstens *kann* die Rechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate fast immer, bei den Aufgaben über trigonometrisches Einschneiden eines Punktes oder einiger weniger Punkte nach einander jedenfalls immer, so einfach eingerichtet werden, dass in Beziehung auf den Zeitaufwand für die Rechnung kaum irgend ein anderes Verfahren im Vortheil erscheint, wobei allerdings vorausgesetzt ist, dass Uebung in solchen Rechnungen vorhanden ist; zudem wird das Festklemmen der Federn und ihrer Halter in genügend richtiger Lage ebenfalls nicht in ganz kurzer Zeit zu machen sein. Sodann aber ist zu bedenken, dass häufig mindestens ebenso wichtig wie die Kenntniss der Unbekannten selbst die Bestimmung ihrer mittleren Fehler oder des m. F. der Gewichtseinheit u. s. f. ist. Diese m. F. erhält man bei der Rechnung nebenher, das mechanische Verfahren aber liefert über sie zunächst nichts. *Hammer.*

Arbeiten und Fortschritte auf dem Gebiete der Photogrammetrie im Jahre 1898.

Von E. Doležal. *Eder's Jahrb. f. Photogr.* ***13.*** *S. 161. 1899.*

Der Bericht enthält zunächst eine Beschreibung der Arbeiten von Teisserenc de Bort über photogrammetrische Wolkenmessungen, sodann folgt die Beschreibung von Cailletet's Apparat zur Bestimmung der Höhe eines Luftballons durch Photographie vom Ballon aus (vgl. *diese Zeitschr.* ***18.*** *S. 55. 1898*); aus den Abständen bekannter Punkte der Landschaft auf dem Photogramm wird die Höhe ermittelt. Für topographische Zwecke wird ein Apparat von A. Huberti in Brüssel, für militärische ein solcher von L. Paganini (vgl. *diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 191. 1899*) kurz beschrieben und dann auf die Veröffentlichungen von Meydenbauer, Finsterwalder, Steiner, Mandl, Doergens und Koppe eingegangen. *H. K.*

Völlig eintauchende Schwimmer.

Von W. Warrington. *Phil. Mag.* (5) ***48.*** *S. 498. 1899.*

An Stelle der gebräuchlichen Aräometer benutzt Verf. zur Vermeidung der Kapillaritätsfehler solche, welche ganz in die benutzte Flüssigkeit untertauchen. Die Senkkörper haben im Uebrigen eine den Aräometern ähnliche Form, nur ist der Stengel stark verkürzt. Ueber diesen werden kleine Platinringe je nach Bedarf als Belastung geschoben. Durch Belastung der Schwimmer mit anderen Substanzen kann das spez. Gewicht der letzteren bestimmt werden.

Unter Benutzung der Werthe von Thiesen, Scheel und Diesselhorst findet Verf. die Ausdehnung des Jenaer Glases 16^{III} (aus welchem seine Senkkörper verfertigt waren) gleich

$$V_t = V_0 [1 + (23{,}714 + 11{,}62\,t)\,10^{-9}.\,t]$$

gegenüber dem aus linearen Ausdehnungsbestimmungen von Thiesen und Scheel abgeleiteten Werthe

$$V_t = V_0 [1 + (23{,}391 + 10{,}92\,t)\,10^{-9}.\,t].$$

Als Dichte des Quarzes findet Verf. den Werth

$$2{,}650\,457 \pm 0{,}000\,013.$$

Als Temperatur der grössten Dichte des Wassers ermittelt Verf. 3,882°, doch ist zu bemerken, dass die Bestimmung dieser Temperatur gleichfalls auf der Ausdehnung des Wassers beruht, wie sie Thiesen, Scheel und Diesselhorst angegeben haben. *Schl.*

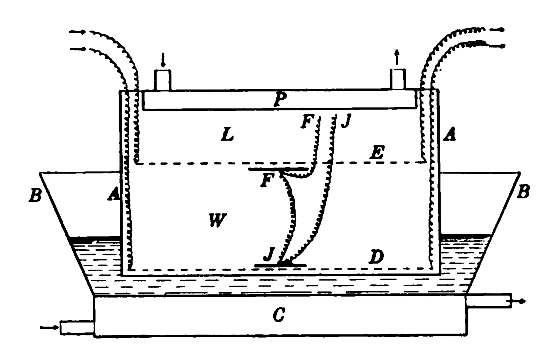
Ueber die Wärmeleitfähigkeit des Wassers.

Von S. R. Milner und A. P. Chattock. *Phil. Mag.* (5) **48.** *S. 46. 1899.*

Ist z die Dicke einer zylindrischen Wasserschicht, A ihr Querschnitt, Q eine Wärmemenge, die auf der Strecke x ein Temperaturgefälle θ hervorruft, so wird die Wärmeleitfähigkeit k definirt durch die Gleichung

$$Q = k\,A \cdot \frac{d\,\theta}{d\,z}.$$

Die Verf. benutzen zur Ermittelung von k eine Methode, bei welcher alle in der vorstehenden Definition auftretenden Grössen direkt gemessen werden; Q wird als Joule'sche Wärme auf elektrischem Wege bestimmt. Die Versuchsanordnung ist im Prinzip die folgende. In einem Gefäss B mit doppeltem Boden, welcher durch eine Wasserkühlung C auf konstanter Temperatur — gemessen durch ein an einer Metallscheibe befestigtes Thermoelement (Neusilber-Eisen) — gehalten wird, befindet sich das zu untersuchende Wasser. In dasselbe taucht ein Glasgefäss A mit aufgekittetem, ebenem, 0,05 *cm* dicken Glasboden; sein Abstand von dem Boden von B wird mikrometrisch bestimmt. Im Innern von A, dicht über dem Boden, befindet sich die in Paraffin gebettete Heizplatte D von 43,73 *qcm* Fläche, bestehend aus einem auf einer Glimmerplatte zickzackartig angebrachten Platindraht von 6,1 Ohm Widerstand, dessen Energieverbrauch durch Strom- und Widerstandsmessung ermittelt wird. Eine Schicht Baumwolle W, eine zweite Heizplatte E (die Temperaturen beider werden nach den Angaben der Thermoelemente F und J regulirt und einander gleich gemacht), eine zweite Baumwollenschicht L und eine Wasserkühlung P verhindern das Auftreten eines Wärmestromes nach oben. Die ganze Anordnung ist eingeschlossen in ein (nicht besonders gezeichnetes) schmiedeeisernes Gefäss.



Um systematische Fehler, welche durch Schwanken des Heizstromes und durch Strömungen in der Wasserschicht hervorgerufen werden, zu eliminiren, werden zwei gleich gebaute Apparate hintereinander geschaltet, wodurch Differenzbeobachtungen ermöglicht werden.

Der aus 33 korrigirten Beobachtungen ermittelte Werth ist

$$k = 0{,}001433 \; C.G.S. \text{ bei } 20^{0}\,\text{C.},$$

wobei der mittlere Fehler der einzelnen Beobachtung immerhin 1,1 % beträgt. Mit den Werthen andrer Beobachter bei nahegelegenen Temperaturen stimmt der gefundene auf 3 % überein.

Rt.

Ueber ein schwingendes Phakometer.

Von Ch. Dévé. *Compt. rend.* **128.** *S. 1561. 1899.*

Das Instrument dient zum Messen der Krümmungen und Brennweiten von optischen Systemen. Das zu untersuchende System kann um eine Achse schwingen, deren Entfernung vom System veränderlich ist. Soll z. B. der Krümmungsradius einer Hohlfläche gemessen werden, so bringt man in der Achse ein Fadenkreuz an und entfernt das System so lange, bis das Bild ruhig steht; dann geht die Achse durch den Krümmungsmittelpunkt. Die Bestimmung des Brennpunktes einer Sammellinse erfolgt in derselben Weise, indem hinter derselben ein Planspiegel angeordnet wird. Ist der Kugelspiegel erhaben oder die Linse zerstreuend, so wird ein Hülfsobjektiv zwischen System und Fadenkreuz eingeschaltet, um ein Bild des letzteren am Ort der Drehungsachse zu entwerfen. Eine besondere Drehvorrichtung, ähnlich dem Tourniquet von P. Moëssard, ermöglicht auch die Bestimmung der Knotenpunkte.

A. K.

Einstellungsmethode für Kollimatoren.

Von G. Lippmann. *Compt. rend.* **129.** *S. 569. 1899.*

Zwischen Kollimator und Fernrohr wird in den Gang der Lichtstrahlen ein Paar Planparallelplatten eingeschaltet, welche mit der optischen Achse entgegengesetzt gleiche Winkel von 45° einschliessen. Wie beim Ophthalmometer von Helmholtz wird das vom Kollimator entworfene Bild dadurch verdoppelt, und zwar ist die lineare Trennung der Doppelbilder unabhängig von der Einstellung des Kollimators; mit grösserer Bildentfernung nimmt daher die Winkelgrösse der Trennung ab, nach der sich der Abstand der Doppelbilder im Brennpunkt des Fernrohrobjektivs bemisst. Ist der Kollimator auf unendlich eingestellt, so fallen diese Bilder zusammen. *A. K.*

Ueber ein Doppeltrogrefraktometer.

Von W. Hallwachs. *Wied. Ann.* **68.** *S. 1. 1899.*

Zur Bestimmung des Unterschiedes der Lichtbrechung von Lösungen hat der Verf. eine Differentialmethode (*Wied. Ann.* **50.** *S. 577. 1893*) angegeben. Die durch eine planparallele Glasplatte getrennten Hälften eines viereckigen Trogs aus Spiegelglas dienen zur Aufnahme der Flüssigkeiten. Die eine Hälfte mit der Normalflüssigkeit wirkt wie das Wollaston'sche 90°-Prisma; das Licht fällt streifend auf die Scheidewand und verlässt auf der andern Seite derselben je nach der Brechung der Lösungen abgelenkt den Trog. Das Verfahren ist inzwischen von H. Tornöe in die technische Bieranalyse eingeführt worden; ein dazu geeignetes Instrument hat die Firma Schmidt & Haensch in Berlin konstruirt.

Zunächst wird die Theorie des Umdrehungsverfahrens gegeben; es wird untersucht, wie der Unterschied der Ablenkung, nachdem das Spektrometer um 180° gedreht ist, von dem Brechungsunterschied abhängt, wenn der Mangel an Parallelismus zwischen Stirn- und Rückplatte, die Keilförmigkeit und die Orientirungsfehler der Scheidewand berücksichtigt werden. Auch der im Allgemeinen zu vernachlässigende Einfluss der Keilförmigkeit von Stirn- und Rückplatte wird besprochen.

Die Genauigkeit der Methode ist experimentell geprüft; die Brechungsunterschiede lassen sich bis auf etwa 1,5 Einheiten der sechsten Dezimale bestimmen. Ferner wird der Einfluss der Temperatur auf die Beobachtung und die daraus entspringende Temperaturkorrektion berechnet.

Auf die sich anschliessende Untersuchung, wie das Brechungsvermögen von Lösungen von der Konzentration abhängt, insbesondere ob sich dabei ein Einfluss der Dissoziation zeigt, kann hier nur verwiesen werden. *A. K.*

Ueber die Konstruktion von Kondensoren für Vergrösserungs- und Projektionsapparate.

Von H. Krüss. *Eder's Jahrb. f. Photogr.* **13.** *S. 66. 1899.*

Der Kondensor soll eine möglichst grosse Lichtmenge der zur Verfügung stehenden Lichtquelle aufnehmen und so brechen, dass einerseits das nahe vor ihm aufgestellte Objekt in seinem ganzen Umfang innerhalb des gebrochenen Strahlenbüschels liege, sodass es in seiner ganzen Fläche gleichmässig beleuchtet werde, andererseits das gebrochene Strahlenbüschel an der Stelle, wo es auf das Objektiv trifft, einen so kleinen Querschnitt besitzt, dass es vollständig durch das Objektiv hindurchgeht und nicht durch die Objektivfassung abgeblendet wird.

Aus einem Vergleich der aus drei oder zwei Linsen bestehenden Kondensoren folgt, dass bei gleicher Gesammtbrennweite beider ein wesentlicher Vortheil des einen vor dem andern kaum vorhanden ist. *H. K.*

Ein elektrolytischer Stromunterbrecher.

Von A. Wehnelt. *Wied. Ann.* ***68.*** *S. 233. 1899.*

Nachdem in den letzten Jahren eine grosse Zahl von mechanischen Unterbrechern für Induktorien konstruirt worden ist, ist von A. Wehnelt ein als „elektrolytischer Unterbrecher" bezeichneter Apparat beschrieben und studirt worden, der unter den Fachleuten aller Länder grosses Aufsehen erregt hat. Eine grössere Zahl von Untersuchungen ist bereits im Inlande und Auslande erschienen[1]); doch enthalten diese Arbeiten nur wenig Neues gegenüber den umfassenden Untersuchungen, die Wehnelt selbst angestellt hat und über die nunmehr berichtet werden soll.

Die Untersuchungen Wehnelt's knüpfen an die bereits bekannten Licht- und Wärmeerscheinungen an, die auftreten, wenn man in einem Elektrolyten eine kleine Elektrode einer grossen gegenüberstellt und durch diese Zelle einen Strom schickt. Die dabei auftretenden Wärmeerscheinungen sind, wie bekannt, von Lagrange und Hoho im Jahre 1894 praktisch für ein elektrisches Schweiss- und Härteverfahren verwerthet worden.

Wehnelt benutzte zu seinen Versuchen ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Becherglas *a* (Fig. 1). Die Elektroden bestanden aus einer grösseren Bleiplatte *b* und aus einem dünnen Platindraht *c*, der in eine rechtwinklig gebogene Glasröhre *d* eingeschmolzen ist. Durch das Umbiegen der Glasröhre wird ein Umherspritzen der Säure verhütet. Die kleine Platinelektrode, die nur wenige Millimeter aus dem Glasrohr hervorragt, wird im Folgenden als *aktive Elektrode* bezeichnet. Eine Spannung von 110 Volt wird entweder durch die Zelle kurz geschlossen oder es wird hinter die Zelle noch eine Induktionsspule geschaltet.

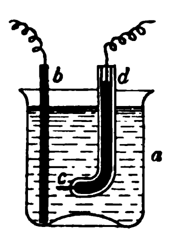


Fig. 1.

Alsdann beobachtet man folgende Erscheinungen:

A. Ohne Selbstinduktion.

1. *Aktive Elektrode negativ.* Bei Stromschluss bildet sich um den Platindraht eine schwach bläuliche Hülle. Man hört einen sehr hohen Ton. Der Strom ist relativ schwach. Der Draht kommt bald zum Glühen und schmilzt ab (Lagrange und Hoho).

2. *Aktive Elektrode positiv.* Der Platindraht geräth sofort in Rothglut (sogen. Stromumschlag). Der Strom ist viel schwächer als im vorhergehenden Falle und ganz kontinuirlich. Es steigen nur wenige Blasen empor, aus denen beim Zerplatzen an der Oberfläche Wasserdampf austritt.

B. Mit Selbstinduktion.

1. *Aktive Elektrode negativ.* Die Leuchterscheinung ist viel intensiver, der Strom stärker, der Ton tiefer. Die Elektrode wird leicht glühend, schmilzt ab und wird selbst schon bei geringen Spannungen (24 Volt) stark zerstäubt.

2. *Aktive Elektrode positiv.* Der Platindraht geräth nicht in Glut, sondern es bildet sich um ihn eine leuchtende, röthlich gelbe Hülle glühenden Gases. Der Strom ist stark und *wird schnell und exakt unterbrochen.* Selbst bei Spannungen von 220 Volt kommt der Draht nicht zum Schmelzen.

Schliesst man also eine Batterie von genügend hoher Spannung durch die Primärwicklung eines Induktoriums und durch eine derartige elektrolytische Zelle, sodass die kleine Elektrode am positiven Pol liegt, so treten, wie Fall B 2 lehrt, sehr rasche Stromunterbrechungen ein und im sekundären Kreis geht ein Funkenstrom über. Die Unterbrechungszahl ist, wie Versuche zeigen, von der Gröfse der Selbstinduktion abhängig. Mit abnehmender Selbstinduktion nimmt die Unterbrechungszahl zu, bis schliesslich der Unterbrecher aufhört zu funktioniren. Bei 110 Volt Spannung lieferte ein Induktorium

[1]) Vgl. Swinton, S. P. Thompson, Fleming, Beattie, *The Electrician* ***42.*** *S. 720, 731. 1899*; d'Arsonval, *Compt. rend.* ***128.*** *S. 529. 1899*; Carpentier, *Compt. rend.* ***128.*** *S. 987. 1899*; Pellat, *Compt. rend.* ***128.*** *S. 732, 815. 1899*; Armagnat, *Compt. rend.* ***128.*** *S. 991. 1899*; Blondel, *Compt. rend.* ***128.*** *S. 877. 1899*; El. Thomson, *Electr. Engineer (New York)* ***27.*** *S. 239. 1899*; Tesla, *Electr. Rev. (New York)* ***34.*** *S. 167. 1899.*

von 3 *cm* Funkenlänge über 2000 Unterbrechungen in der Sekunde,
„ 30 *cm* „ „ 800 „ „ „ „ ,
„ 50 *cm* „ „ 200 „ „ „ „ .

Die Stromstärke, welche mit einem Hitzdrahtinstrument gemessen wurde, nimmt mit der Oberfläche der aktiven Elektrode zu, ist ihr jedoch nicht proportional; vielmehr wird die Stromdichte bei Vergrösserung der Drahtoberfläche geringer. Zur Erhöhung der Stromstärke kann man beliebig viele aktive Elektroden parallel schalten. Eigenthümlicherweise wird in diesem Falle der Strom genau so exakt unterbrochen, als ob nur *eine* Elektrode vorhanden ist, selbst wenn die Elektroden verschiedene Grösse haben.

Die Unterbrecherwirkung der aktiven Elektrode beginnt erst bei einer bestimmten kritischen Stromdichte. Daraus erklärt sich die Abnahme der Unterbrechungszahl mit wachsender Selbstinduktion. Einschalten von induktionslosen Widerständen und Verkleinern der Betriebsspannung haben mithin auch eine Abnahme der Unterbrechungszahl zur Folge. Die geringste Spannung, mit welcher noch Unterbrechungen gelangen, betrug 12 Volt. Ob es eine obere Grenze für die Spannung giebt, ist nicht festgestellt worden; bei 220 Volt, der höchsten Spannung, die Wehnelt anwandte, funktionirte der Unterbrecher noch. Wie d'Arsonval gezeigt hat, kann man den Unterbrecher ebensogut mit Wechselstrom, wie mit Gleichstrom betreiben. Diese Möglichkeit ist nach den oben unter B beschriebenen Versuchen ohne weiteres klar; freilich wird die aktive Elektrode leicht zu heiss werden und schliesslich Stromumschlag eintreten.

Um den Einfluss des Elektrolyten und seiner Konzentration auf die Wirksamkeit des Unterbrechers festzustellen, hat Wehnelt die zugehörigen maximalen Funkenlängen gemessen. Das Maximum der Wirkung trat ein für verdünnte Schwefelsäure vom spez. Gew. 1,16 bis 1,20. Elektrolyte anderer Zusammensetzung gaben schlechtere Resultate als verdünnte Schwefelsäure. Aktive Elektroden aus anderen Metallen als Platin verursachen ebenfalls Unterbrechungen, werden aber sehr schnell zerstäubt. Am besten sind für Stromstärken bis zu 10 Amp. Platindrähte von 1 *mm* Durchmesser. Für die Erklärung des Phänomens ist wichtig, dass eine aktive Elektrode aus Kupferdraht in einer konzentrirten Lösung von Kupfersulfat ebenfalls als Unterbrecher wirkt, und zwar gleichfalls unter Eintritt einer Leuchterscheinung. Dagegen findet eine sichtbare Gasentwicklung in diesem Falle nicht statt. Ebenso wichtig für die Erklärung ist die Thatsache, dass das Platiniren einer aktiven Elektrode auf die Zahl der Unterbrechungen gar keinen Einfluss hat. Das Material der *negativen* Elektrode ist ganz ohne Einfluss auf den Gang der Erscheinung. Sie bestand gewöhnlich aus einer Bleiplatte.

Erhitzt man den Elektrolyten langsam, so ist bis zu einer Temperatur von 70° kein wesentlicher Einfluss auf die Funkenlänge bemerkbar. Von dieser Temperatur an dagegen wird die Funkenlänge stetig geringer, bis schliesslich beim Siedepunkt die Thätigkeit des Unterbrechers überhaupt aufhört. Da die elektrische Energie, die im Unterbrecher in Wärme umgesetzt wird, ziemlich erheblich ist, so muss daher für Dauerbetrieb eine Kühlvorrichtung vorgesehen werden. Demgegenüber ist von Carpentier *a. a. O.* im Gegentheil vorgeschlagen worden, den Elektrolyten bis auf etwa 80 bis 90 Grad vorzuwärmen, weil der Unterbrecher bei dieser Temperatur bereits mit niedriger Spannung anspricht.

Auch vom Druck im Elektrolyten ist die Wirkungsweise des Unterbrechers abhängig, und zwar steigt die Unterbrechungszahl mit abnehmendem Druck und sinkt mit zunehmendem; die effektive Stromstärke steigt mit dem Druck.

Um nun den Vorgang an der aktiven Elektrode genauer kennen zu lernen, hat ihn Wehnelt zunächst stroboskopisch beobachtet. Es zeigte sich, dass sich an der aktiven Elektrode eine langsam wachsende Gashülle ausbildet, in der man lebhaft wirbelnde Bewegungen wahrnimmt; die Gashülle wächst bis zu einer gewissen Grösse und wird dann plötzlich explosionsartig auseinander geschleudert. Eine mit den rohesten Hülfsmitteln ausgeführte spektroskopische Beobachtung der aktiven Elektrode zeigte das Wasserstoffspektrum und die Natriumlinie (letztere vom Glase herrührend). Fängt man das an der aktiven Elektrode

entwickelte Gas auf, so erwies es sich bei geringer Spannung als ein schwach explosives Gemisch von Wasserstoff und Sauerstoff. Bei Anwendung höherer Spannungen wird das Gemisch immer explosiver. Um den Vorgang genauer zu studiren, wurde in den Stromkreis ein Knallgasvoltameter nach Kohlrausch eingeschaltet und auch die Gasmenge, die an der aus einem Platinblech bestehenden negativen Elektrode sich entwickelte, aufgefangen.

Er ergab sich

Angewandte Spannung	24 Volt	48 Volt	96 Volt
1. Knallgasvoltameter	52,0 *ccm*	45,5 *ccm*	20 *ccm*
2. An der negativen Elektrode aufgefangener Wasserstoff	34,7 „	30,3 „	13,3 „
3. Sauerstoff, der sich an der positiven Elektrode entwickeln müsste (aus 2. berechnet)	17,3 „	15,2 „	6,7 „
4. Sauerstoff und Knallgas, an der positiven Elektrode aufgefangen	22,5 „	55 „	58,5 „
5. Ueberschuss (4)—(3)	5,2 „	39,8 „	51,8 „

Die Tabelle zeigt, dass die an der negativen Elektrode aufgefangene Wasserstoffmenge mit den Angaben des Knallgasvoltameters stimmt. Die fünfte Reihe giebt die Knallgasmenge an, die sich ausser dem in der dritten Reihe verzeichneten Sauerstoff bildet.

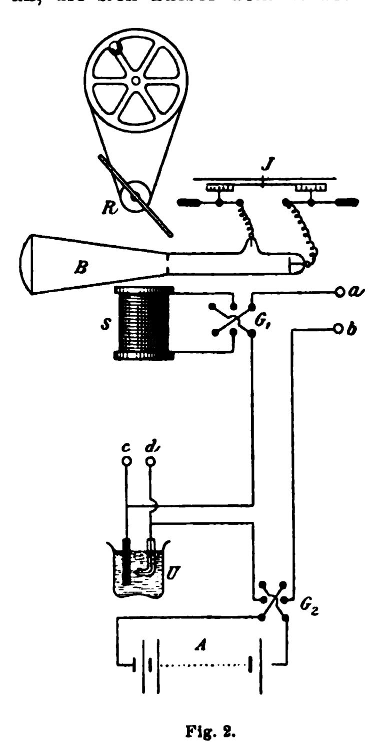


Fig. 2.

Die Stromkurven des Unterbrechers hat Wehnelt mittels einer Braun'schen Röhre und eines rotirenden Spiegels untersucht (vgl. *diese Zeitschr.* **17.** *S. 316. 1897*). Die Röhre *B* (Fig. 2) wurde durch die Influenzmaschine *J* gespeist und der Lichtfleck im rotirenden Spiegel *R* betrachtet. Eine Batterie *A* von 12 bis 48 Zellen war durch den Unterbrecher *U* und die die Ablenkung des Kathodenstrahles verursachende Hülfsspule *s* geschlossen; an die Klemmen *a* und *b* wurden die zu untersuchenden Spulen oder Induktorien, an die Klemmen *c* und *d* Kondensatoren parallel zum Unterbrecher gelegt; G_1 und G_2 sind Stromwender. Ist die aktive Elektrode *negativ*, so erhält man ziemlich unregelmässige Kurven mit einem relativ langsamen Abfall. Ist dagegen die aktive Elektrode *positiv*, so erhält man sehr scharfe Kurven; nach einem langsamen Anstieg fällt die Kurve ganz steil auf Null ab, um ohne Pause sofort wieder anzusteigen. Die Erhöhung der Spannung hat ein immer schnelleres Ansteigen zur Folge, sodass die Kurve schliesslich das Aussehen einer Zickzacklinie erhält. Schaltet man in den Stromkreis ein Induktorium, so macht sich eine Rückwirkung des sekundären Kreises auf die Kurvenform bemerkbar. Benutzt wurde ein 30 *cm*-Funkeninduktor bei 24 Volt Betriebsspannung (vgl. Fig. 3).

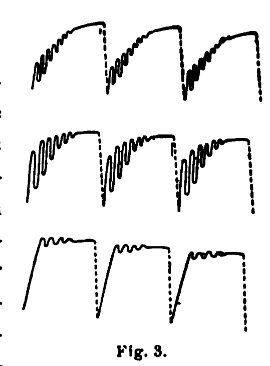


Fig. 3.

a) Sekundärspule unbelastet (keine Funken). Stromstärke 2,8 Amp. Der aufsteigende Ast enthält eine Anzahl langsam abklingender Schwingungen. Der Anstieg ist relativ langsam.

b) Sekundäre Spule mit 10 *cm* Funken belastet. Stromstärke 3,2 Amp. Die Kurve steigt schneller an. Die Schwingungen beim Anstieg sind ausgeprägter.

c) Sekundäre Spule mit 1 *cm* Funken belastet. Stromstärke 3,9 Amp. Der Funken ist

in einen Lichtbogen übergegangen. Der Anstieg der Kurve ist sehr steil; erst nach dem Anstieg in dem fast horizontal verlaufenden Theile treten Schwingungen auf.

Ebenso werden für andere Fälle die Kurvenbilder gezeichnet und diskutirt.

Eine Erklärung für die Wirkungweise des Unterbrechers giebt Wehnelt folgendermaassen.

„Durch die Gegenkraft der Selbstinduktion kann die Stromstärke im Schliessungskreise nur langsam ansteigen. Es wird daher zuerst nur durch Elektrolyse Sauerstoff abgeschieden. Von einer gewissen Stromstärke an entsteht ausser dem Sauerstoff durch die starke Wärme auch noch Dampf des Elektrolyts, bis schliesslich das Gemisch aus Dampf und Sauerstoff einen völligen Mantel um die Elektrode bildet und, da die erhitzten Gase elektrisch leitend sind, somit zu einem Stromübergang innerhalb des Gasgemisches zwischen Elektrolyt und aktiver Elektrode als Elektroden Veranlassung giebt. Durch die starke Wärmeentwickelung wird nun ein Theil des Elektrolyts in Wasserstoff und Sauerstoff zersetzt. Durch die neu gebildeten Gase und durch die starke Ausdehnung derselben durch den Stromdurchgang wird schliesslich die Entfernung zwischen Elektrolyt und aktiver Elektrode so gross, dass der Strom nicht mehr im Stande ist, den Zwischenraum zu überbrücken, sondern unter Bildung einer dem Oeffnungsfunken entsprechenden starken Lichterscheinung plötzlich abreisst und dadurch unterbrochen wird. Die Gasblasen steigen in die Höhe, die Flüssigkeit kommt in neuen Kontakt mit dem nicht sehr stark erhitzten Platindraht und der Vorgang wiederholt sich so periodisch immer wieder von Neuem; jede Verringerung der Selbstinduktion oder jede Erhöhung der Spannung bewirkt, dass die kritische Stromstärke schneller erreicht wird und dass somit durch die schon viel frühzeitiger erfolgte Bogenbildung das durch Elektrolyse entwickelte Gas (Sauerstoff) immer mehr und mehr gegen das durch Hitzewirkung entstandene Gas zurückbleibt. Eine allzu starke Verminderung der Selbstinduktion bewirkt, dass der ja immerhin heiss werdende Platindraht keine Zeit mehr hat, sich abzukühlen. Die Flüssigkeit trifft beim Zusammenfallen den heissen Draht, und es entsteht nun die von Hrn. F. Richarz[1]) als Leidenfrost'sches Phänomen bezeichnete Erscheinung."

In der früheren Veröffentlichung von Wehnelt und Spies[2]) ist auch schon darauf aufmerksam gemacht worden, dass hier eine Resonanzerscheinung vorliegt, die durch die Selbstinduktion und die dahinter geschaltete Polarisationskapazität des elektrolytischen Unterbrechers verursacht wird. Im Einklang damit steht die Beobachtung, dass an den Klemmen des Unterbrechers stets fast die doppelte der zum Betriebe verwandten effektiven Spannung vorhanden ist. Dieselbe Ansicht wird auch mehrfach in der englischen Literatur vertreten. Eine Stütze für die oben von Wehnelt gegebene Erklärung bildet ein Versuch, den er mit einer regulirbaren aktiven Elektrode anstellte. Die Elektrode D (Fig. 4) ist durch das Glasrohr C geschützt und ragt unten aus der Oeffnung O hervor. Zieht man jetzt die Elektrode zurück, so wird der Strom noch immer exakt unterbrochen, selbst wenn sich die Elektrode ganz im Innern der Röhre C befindet; die Leuchterscheinung aber tritt jetzt nicht mehr am Platindraht, sondern an der Mündung O des Rohres C auf. In diesem Falle wird der dünne Flüssigkeitsfaden in O durch die Stromhitze in Dampf verwandelt; dieser leitet zunächst den Strom unter Zersetzung des Elektrolyts und hat schliesslich wie früher die Stromunterbrechung zur Folge. Den Vortheilen, die diese Form des Apparates augenscheinlich hat, stehen als Nachtheile gegenüber: die Unterbrechungen erfolgen viel langsamer, der Unterbrecher besitzt einen sehr hohen Eigenwiderstand und die Glaswände an der Oeffnung werden schnell zerstört.

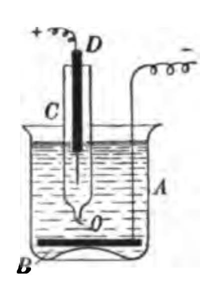


Fig 4.

Die Form, die Wehnelt schliesslich der aktiven Elektrode gegeben hat, ist in Fig. 5 dargestellt. Der Hartgummikern a durchsetzt die Wand des Glasgefässes c und wird durch die Mutter d festgehalten; b sind Gummipolster zur Abdichtung. Der Platindraht e ist vorn

[1]) F. Richarz, *Wied. Ann.* **39.** *S. 84. 1890.*

[2]) *Verhandl. der Deutschen physikal. Gesellschaft* **1.** *S. 53. 1899.*

an den mit Gewinde versehenen Kupferstab f hart angelöthet; die Griffscheibe g des letzteren besteht aus Hartgummi. Der Gummipfropfen i verhütet ein Eindringen der Säure; vorn ist eine Schutzkappe h aus Porzellan aufgesetzt, die Klemme k dient zur Stromzuführung.

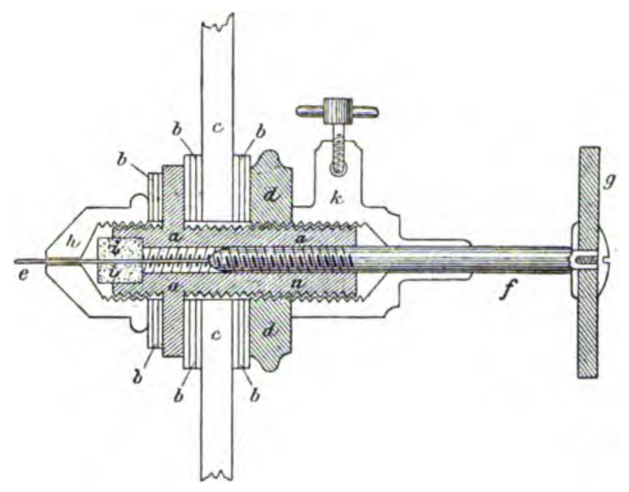


Fig. 5.

Neuerdings ist der Unterbrecher von der Firma Siemens & Halske A.-G. in Berlin in untenstehender Form (s. Fig. 6) in den Handel gebracht worden. Die Kathode wird durch einen breiten Bleistreifen gebildet, der spiralig um ein Porzellanrohr gewickelt ist. Aus dem unteren Ende des Porzellanrohres ragt ein als Anode dienender Platindraht heraus, dessen Länge durch eine auf dem Deckel angebrachte Kordenschraube regulirt werden kann. Da die Dichtung zwischen Anode und Porzellanrohr ziemlich unvollkommen ist, so wird durch das Arbeiten des Unterbrechers Flüssigkeit in das Porzellanrohr getrieben. Ein seitliches Ansatzrohr mit feiner Oeffnung dient zum Ausgleich der Niveaudifferenzen. Ausser diesem Unterbrecher wird von der Firma noch eine zweite Form ausgeführt, welche der ersten Form im Wesentlichen gleicht und für die Kühlung während des Arbeitens Sorge trägt.



Fig. 6.

Wehnelt hat seinen Unterbrecher vornehmlich zu Versuchen mit Induktorien benutzt. Die Betriebsspannung liegt am besten zwischen 65 bis 110 Volt. Die Anwendung eines Kondensators ist nicht nothwendig. Bei Erhöhung der Spannung steigt mit der Unterbrechungszahl gleichzeitig die Funkenlänge. Es werden nach einander beschrieben: Erscheinung bei der Entladung in Luft von Atmosphärendruck, Erscheinungen in gasverdünnten Räumen, Verwendung zur Erzeugung von Röntgen-Strahlen, Erzeugung von Metallspektren, Verwendung für Tesla'sche Versuche, Anwendung für Marconi'sche Telegraphie. Weiter hat Wehnelt die bekannten Versuche von Elihu Thomson mit seinem Unterbrecher wiederholt und einige Versuche an Transformatoren angestellt.

E. O.

Ueber den Hysteresismesser von Blondel und Carpentier.

Von M. Deprez. *Compt. rend.* ***128.*** *S. 61. 1899.*

Deprez giebt an, dass er schon vor vielen Jahren einen Hysteresismesser konstruirt habe, der auf demselben Prinzip, wie der jüngst von Blondel und Carpentier beschriebene (vgl. *diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 259. 1899*) beruhe. Der Unterschied besteht nur darin, dass bei Deprez anstatt eines permanenten rotirenden Magneten ein Elektromagnet gesetzt ist und zwar ein vierpoliger. Sonst unterscheidet sich der Apparat von Deprez nur durch die

Abmessungen, die viel grösser gewählt sind, um Eisenproben in der Grösse, wie sie in der Technik wirklich vorkommen, untersuchen zu können. Die Anordnung von Deprez gestattet, die Wechselzahl zu erhöhen und die maximale Feldstärke beliebig verändern zu können. Das Maximum der Induktion kann durch eine kleine Sekundärspule gefunden werden, die mit einem Kommutator auf der Achse und mit einem Galvanometer in Verbindung steht. *E. O.*

Das Orientirungs-Magnetometer.

Von A. Fennel. *Mittheilgn. a. d. Markscheiderwesen N. F. 1. Heft. 1899.*

Der Verf. hat seit mehreren Jahren das Borchers'sche Kollimator-Magnetometer zu verbessern gesucht. Sein Deklinatorium von 1893 zeigte sich aber zu komplizirt und so entstand das hier beschriebene, äusserst kompendiöse und dabei sehr leistungsfähige Instrument zur Ausführung der Orientirungsmessungen des Markscheiders. Der Magnet hängt an einem Quarzfaden, womit die Einwände gegen die sonstigen Fadenmaterialien beseitigt sind; über die Haltbarkeit der Quarzfäden sind neuerdings sehr günstige Urtheile bekannt geworden (nebenbei sei bemerkt, dass die Fäden jetzt auch in beträchtlicher Länge, z. B. bis 40 *cm*, und für nicht ganz geringe Gewichte, wie 50 *g*, zu haben sind). Das Instrument lässt sich entweder in derselben Art wie eine Reitbussole mit dem Theodolit verbinden oder an dessen Fernrohrträgern so befestigen, dass es ebenfalls zentrisch über dem Theodolit sich befindet. Auch als Deklinationsvariometer ist das Deklinationsmagnetometer trotz seiner kleinen Dimensionen ganz gut brauchbar, wie z. B. Beobachtungen von Lenz in Bochum bewiesen haben; immerhin würde sich bei fest aufzustellenden Variationsinstrumenten dieser Art empfehlen, die Abmessungen entsprechend zu vergrössern. *Hammer.*

Neu erschienene Bücher.

Th. R. Dallmeyer, *Telephotography an elementary treatise on the construction and application of the telephotographic lens.* gr. 8°. XV, 148 S. mit 26 Tafeln und 66 Diagrammen. London, W. Heinemann 1899. Geb. in Leinw. 15 M.

Der Autor des angezeigten Werkes hat sich um die Konstruktion und die Verwendung des Teleobjektivs schon seit 1891 verdient gemacht und auch brauchbare Anleitungen zur Benutzung dieses Instruments gegeben. Die vorliegende Schrift bringt aber mehr als eine Sammlung seiner früheren Arbeiten; sie enthält, um es kurz zu sagen, den ersten Versuch, der in England gemacht ist, die Anwendung der Abbe'schen Theorie der Strahlenbegrenzung auf das photographische Objektiv (im besonderen auf das Teleobjektiv) einem grösseren Publikum vorzuführen.

Gehen wir auf Einzelheiten ein, so sei zu den in die Einleitung gezogenen historischen Notizen hier bemerkt, dass der Ref. inzwischen das Vorkommen des Teleobjektivs in der *Camera obscura* schon am Ausgang des 17. Jahrhunderts[1]) hat nachweisen können, woselbst die charakteristischen Eigenschaften, die Bildgrösse beliebig zu variiren und bei kurzen

---

[1]) J. Zahn, *Pro explicando et demonstrando oculo artificiali teledioptrico sive telescopio. Fundamentum II.* fol. VIII, 271 S. Herbipoli, Heyl 1686.

Es heisst dort unter dem Titel: *Insignis combinatio Lentis convexae & concavae ad majorem imaginem procurandum* auf *S. 132 u. 133*: *Corollarium I. Specillum concavum ita intra Lentem convexam & ejus imaginem collocatum, dum imaginem trajicit, potest eam exprimere majorem, quàm alia lens convexa sola qualiscunque ad eandem distantiam.*

Corollarium IV. Quantò specillum cavum caeteris paribus (habito scilicet respectu ad centri ejusdem & imaginis Lentis convexae situm, ut dictum) propius accedit ad imaginem, tanto penicilli magis distrahuntur, & imago necessariò fit major in longiori distantiâ; et quantò remotius ab imagine Lentis convexae collocatur, ita ut propius Lentem convexam accedat, tantò minor imago procuratur in distantia breviori.

Kameraauszügen verhältnissmässig beträchtliche Figurengrössen zu liefern, bereits bekannt waren.

Der theoretische Theil, der weitaus umfangreicher ist, ist mit bemerkenswerthem didaktischen Geschick angelegt, um den Anfänger in das Verständniss der Elemente einzuführen. Ueberall ist — abgesehen von Fig. 48, die aus einer andern Arbeit des Verfassers übernommen wurde — die Bewegungsrichtung des Lichts von links nach rechts gehend angenommen. Die Figurengrösse im Bilde, die Perspektive, der richtige Abstand bei der Betrachtung der Aufnahme werden an dem einfachen Beispiel der Lochkamera erläutert, und es wird alsdann die Wirkung aberrationsfrei angenommener Sammel- und Zerstreuungslinsen diskutirt, wobei die vier Kardinalpunkte eingeführt werden. Nach einer kurzen Berührung der aus zwei positiven Systemen zusammengesetzten Teleobjektive wird dann das eigentliche Teleobjektiv, die Verbindung eines positiven Elements längerer und eines negativen kürzerer Brennweite, einer Besprechung unterzogen. Dieselbe erfolgt nach den beiden Gesichtspunkten, welche früher bereits eingenommen sind: Es vertritt nämlich Th. R. Dallmeyer selbst den Standpunkt, das Teleobjektiv aufzufassen als aus zwei getrennten Systemen bestehend, von denen das hintere, negative die vom positiven Vorderglied entworfenen Bilder vergrössert, während P. Rudolph das Teleobjektiv ansieht als ein positives Gesammtsystem mit variabler Brennweite. Kapitel VI bringt das für die Anschauungen englischer Interessenten Neueste, nämlich die Vermittelung Abbe'scher Ideen über die Strahlenbegrenzung, d. h. in diesem Falle die Einführung der vier für die thatsächliche photographische Abbildung wichtigen Ebenen. Es sind dieses die Ebenen der beiden Pupillen (*E.-P.* und *A.-P.*), die Einstellungsebene (*E.-E.*) und die Ebene der Mattscheibe (*M.-E.*). Die Uebernahme dieser Darstellung ist dem Verf. um so höher anzurechnen, als die Vertretung dieses Standpunktes in einer populären Schrift durchaus nicht ohne Schwierigkeit ist. Die noch folgenden Kapitel, die praktischen Anwendungen und Arbeitsanweisungen, bieten für den Leser dieser Zeitschrift weniger Interesse; sie bringen u. A. auch eine unparteiisch gehaltene Zusammenstellung von Teleobjektiven verschiedener Firmen.

Einige Schlussworte seien noch dem reichhaltigen Bilderschmuck gewidmet. Als Demonstrationsmaterial der Leistungen des Teleobjektivs sind die ganzseitigen Autotypien sehr werthvoll, und der Ref. erinnert sich nicht, irgendwo eine gleich umfangreiche und vielseitige Sammlung veröffentlicht gesehen zu haben. Die günstigere perspektivische Wirkung des Teleobjektivs für Nahaufnahmen ist durch entsprechend gewählte Musterportraits veranschaulicht, was für die Bestimmung des Buches jedenfalls auch richtig ist; für Leser mit theoretischer Schulung möchte der Ref. zur Illustrirung dieser Wirkung die Rudolph'schen Fozimeteraufnahmen[2]) vorschlagen, die ausserdem auch die in diesem Falle bessere Tiefenschärfe des Teleobjektivs gut zum Ausdruck bringen. *M. von Rohr.*

A. Kerber, Beiträge zur Dioptrik. 5. Heft. gr. 8°. 16 S. Leipzig, G. Fock in Komm. 1899. 0,50 M.

Nach dem Vorgange L. Seidel's hatte der Verf. bereits im 2. Heft (vgl. *diese Zeitschr.* ***16.*** *S. 320. 1896*) die Bedingung für die Hebung der Bildfehler ausser der Achse analytisch formulirt. Aus den dort gegebenen Ausdrücken werden hier zunächst die Einfallswinkel des Strahls, der von der Mitte der Eintrittspupille kommt, fortgeschafft, sodass dieselben nur noch Funktionen der Bestimmungsgrössen eines Strahls sind, der von der Mitte der Objektebene kommt; dabei ist die Grösse der Oeffnung und die Lage der Eintrittspupille als bekannt angenommen.

Er zeigt dann weiter, dass die von L. Seidel als Fraunhofer'sche bezeichnete Bedingung für sphärisch korrigirte Systeme mit der Sinusbedingung von E. Abbe zusammenfällt (vgl. *diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 155. 1899*).

Im nächsten Abschnitt werden die Formeln für die Bildfehler äquivalenter Systeme

[2]) Vgl. *Eder's Jahrb. f. Photogr.* ***11.*** *S. 181. 1897.*

abgeleitet, d. h. von Systemen sich berührender, sehr dünner Linsen, in welchen alle Winkel des Strahls von der Mitte der Objektebene der Reihe nach dieselben sind, als in gegebenen bezw. gesuchten Konstruktionen aus Linsen von mässig grosser Dicke und Entfernung.

Handelt es sich nun um die Berechnung eines Objektivs nach einem bekannten Musterobjektiv, so wird letzteres in ein äquivalentes System verwandelt, dessen Fehler nach den oben gegebenen Formeln bestimmt werden. Nachdem das äquivalente System des zu berechnenden Objektivs so korrigirt ist, dass eben diese Abweichungen bestehen bleiben, wird es in ein normales Objektiv verwandelt. In den Formeln ist darauf Rücksicht genommen, dass unter Umständen Oeffnung und Gesichtsfeld des neuen Objektivs etwas andere Grössen erhalten sollen; die chromatische Korrektion wird als Beispiel dafür etwas ausführlicher behandelt. *A. K.*

L. Grunmach, Die physikalischen Erscheinungen und Kräfte, ihre Erkenntniss und Verwerthung im praktischen Leben. gr. 8°. VIII, 442 S. m. 624 Abbildg. u. 3 Taf. Leipzig, O. Spamer. 6,00 M.; geb. 7,50 M.

Das Buch ist ein Theil der bekannten Sammlung, die als „Buch der Erfindungen, Gewerbe und Industrien" erschienen ist. Es enthält eine gemeinverständliche Darstellung der physikalischen Erscheinungen und Gesetze. Während einerseits die geschichtliche Entwicklung der Physik gebührend berücksichtigt ist, werden andererseits die modernen Anschauungen der Darstellung zu Grunde gelegt und die neuesten Entdeckungen, wie Röntgen-Strahlen, drahtlose Telegraphie u. A. beschrieben. Eine grosse Anzahl von Abbildungen dienen zur Erläuterung des Textes; auf mathematische Entwicklungen ist naturgemäss verzichtet. Die Darstellung ist klar und einfach. *E. O.*

E. Obach, Die Guttapercha. Mit e. Vorwort v. Prof. Dr. Karl Schumann. gr. 8°. VI, 114 S. m. Abbildgn., 15 Taf. u. Bildniss. Dresden-Blasewitz, Steinkopff & Springer. 6,00 M.

S. P. Thompson, Die dynamoelektr. Maschinen. 6. Aufl. Nach C. Grawinkel's Uebersetzg. neu bearb. v. K. Strecker u. F. Vesper. 1. Thl. gr. 8°. XI, 374 S. m. 271 Abbildgn. u. 12 grossen Fig.-Taf. Halle, W. Knapp. 12,00 M.

M. Cantor, Vorlesungen üb. Geschichte d. Mathematik. 2. Bd. 2. Halbbd. Von 1550 bis 1668. Mit 97 in den Text gedr. Fig. 2. Aufl. gr. 8°. XII u. S. 481 bis 943. Leipzig, B. G. Teubner. 12,00 M.

E. Cohen, *Jacobus Henricus van 't Hoff.* Mit e. Porträt v. J. H. van 't Hoff in Heliograv. u. e. Bibliographie. gr. 8°. V, 56 S. Leipzig, W. Engelmann. 1,60 M.

Ch. Sturm, Lehrb. d. Mechanik (*Cours de méchanique*). Uebers. v. Priv.-Doz. Dr. Th. Gross. 2. Bd. gr. 8°. XXIII, 403 S. Berlin, S. Calvary & Co. 8,00 M.; geb. in Leinw. 9,00 M.

F. Krafft, Kurzes Lehrbuch der Chemie. Anorganische Chemie. 4. Aufl. gr. 8°. XII, 506 S. m. zahlreichen Holzschn. u. 1 (farb.) Spektraltaf. Wien, F. Deuticke. 9,00 M.

Sammlung chemischer u. chemisch-technischer Vorträge. Hrsg. v. Prof. Dr. F. B. Ahrens. 5. Bd. 1. Hft. gr. 8°. Stuttgart, F. Enke. Für den Bd. v. 12 Hftn. 12,00 M.; Einzelpr. 1,20 M.

1. J. A. van't Hoff, Ueb d. Theorie der Lösungen. 30 S.

J. Langlebert, *Physique. Avec un choix de problèmes avec solution.* 54. Ausgabe. 12°. VI, 600 S. m. 421 Fig. Paris 1900. 3,50 M.

H. Stroud, *Elementary practical Physics.* 8°. 294 S. m. Fig. London 1899. Geb. in Leinw. 3,70 M.

J. Walker, *Introduction to Physical Chemistry.* 8°. 346 S. London 1899. Geb. in Leinw. 10,50 M.

H. Behrens, Mikrochemische Technik. gr. 8°. VIII, 68 S. Hamburg, L. Voss. 2,00 M.

W. König, Goethe's optische Studien. Festrede zur Feier v. Goethe's 150. Geburtstag. gr. 8°. 32 S. Frankfurt a. M., C. Koenitzer's Sort. 1,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. H. **Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. A. **Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. E. **Abbe**, Dr. H. **Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. St. **Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **April 1900.** Viertes Heft.

Ueber die Abhängigkeit der spezifischen Drehung des Zuckers von der Temperatur.

Von

Dr. **Otto Schönrock**.

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

1. Einleitung.

Zu den Aufgaben, mit deren Bearbeitung die Physikalisch-Technische Reichsanstalt gegenwärtig beschäftigt ist, gehört die Normalbestimmung des Hundertpunkts der Ventzke'schen Zuckerskale. Um diese Aufgabe zu lösen, musste zunächst die Abhängigkeit der spezifischen Drehung des Zuckers von der Temperatur genauer ermittelt werden, da die bisherigen Arbeiten über diesen Gegenstand zu sehr verschiedenen Resultaten geführt haben. Diese Abhängigkeit der Drehung von der Temperatur wird bereits in dem Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für das Jahr 1896 (vgl. *diese Zeitschr. 17. S. 180. 1897*) nachgewiesen und dort gleichzeitig der richtige Werth für die Grösse der Abhängigkeit angegeben. Obwohl derselbe in den späteren Thätigkeitsberichten bestätigt wurde (vgl. *diese Zeitschr. 18. S. 186. 1898*), wird doch noch in der Zuckertechnik vielfach die Abhängigkeit bestritten und die spezifische Drehung als konstant betrachtet. Es schien daher wünschenswerth, den auf die Abhängigkeit bezüglichen Theil der Arbeiten für sich zu veröffentlichen.

2. Definition des Temperaturkoeffizienten.

Es sei für eine bestimmte Temperatur t

- α_t der Drehungswinkel der Zuckerlösung in Kreisgraden;
- l_t die Länge der Polarisationsröhre in *dm*;
- d_t die auf Wasser von 4° C. bezogene Dichte der Zuckerlösung;
- p der Prozentgehalt, d. h. die Anzahl Gramm Zucker in 100 *g* Lösung (p ist also nicht veränderlich mit der Temperatur);

dann wird die spezifische Drehung $[\alpha]$ bei der Temperatur t definirt durch die Gleichung

$$[\alpha]_t = \frac{100\,\alpha_t}{l_t\, p\, d_t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

$[\alpha]$ ändert sich mit p und t. Es soll nun die Aenderung von $[\alpha]$ mit t bestimmt werden, während p ungeändert bleibt. Wie sich aus der am Schluss gegebenen Zusammenstellung der Versuchsresultate ergiebt, ändert sich $[\alpha]$ in der Nähe von 20° linear mit t; die Abhängigkeit der spezifischen Drehung von der Temperatur kann also durch die Formel

$$[\alpha]_t = [\alpha]_{20}\left\{1 - \delta\,(t - 20)\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

ausgedrückt werden, die zugleich den Temperaturkoeffizient δ der spezifischen Drehung definirt. Wie noch bemerkt werde, ist δ positiv, d. h. $[\alpha]$ nimmt mit wachsendem t ab.

Die im Nachstehenden mitgetheilte Ermittelung von δ erfolgt für Natriumlicht bei Temperaturen t zwischen 10° und 32° für nahezu normale, den Hundertpunkt der Ventzke'schen Zuckerskale definirende Lösungen von reinem Zucker in Wasser (d. h. angenähert von der Konzentration[1]) $c = p\,d = 26$).

3. Literaturübersicht.

Als Erster hat Ventzke[2]) eine Zuckerlösung bei verschiedenen Temperaturen untersucht. Er nahm eine Rohrzuckerlösung von $d = 1{,}34$, die bei 18° im 23 *cm*-Rohr um 174° drehte, erhitzte sie auf 82° und fand wieder $\alpha = 174°$. Da d mit wachsendem t abnimmt, so schloss er, dass bei steigender Temperatur die spezifische Drehung $[\alpha]$ zunehmen muss.

Dubrunfaut[3]) dagegen beobachtete beim Erhitzen einer Rohrzuckerlösung von 19° auf 80° eine beträchtliche Abnahme von $[\alpha]$. Leider giebt er in seiner „*Note sur quelques phénomènes rotatoires et sur quelques propriétés des sucres*" keine Einzelheiten des Versuchs an, auch die Konzentration der Zuckerlösung wird nicht erwähnt; es wird nur das Resultat $\delta = 0{,}000232$ veröffentlicht.

Im Gegensatz hierzu gelangte Tuchschmid[4]) auf Grund der Untersuchung einer nahezu normalen Zuckerlösung zwischen 10° und 40° zu dem Schluss: Es lässt sich mit Bestimmtheit der Satz aussprechen, die spezifische Drehung $[\alpha]$ reiner Zuckerlösungen ist von der Temperatur unabhängig. Dieses Resultat ist zum Theil auf ungenaue Beobachtungen, grösstentheils wohl aber darauf zurückzuführen, dass dem Verdunsten des Wassers aus der in der Polarisationsröhre enthaltenen Zuckerlösung nicht genügende Aufmerksamkeit zugewandt wurde. Auch bei allen noch im Folgenden zu erwähnenden Arbeiten scheint das Verdunsten nicht vollkommen genug verhindert worden zu sein.

Auch Hesse[5]) konnte bei der Untersuchung zweier Rohrzuckerlösungen von den Konzentrationen 10 und 20 zwischen 15° und 25° keine Aenderung von $[\alpha]$ konstatiren. Seine Beobachtungen sind indessen so ungenaue, dass er selbst betreffs der Abhängigkeit des $[\alpha]$ von t aus den Versuchen keinen Schluss zieht.

Die Arbeiten von v. Wachtel[6]), Wartze[7]) und Sachs[8]) können hier nicht in Betracht kommen, da die Versuche nur mit Lösungen unreiner Rohzucker in Quarzkeil-Saccharimetern angestellt wurden und daher nicht genau genug sind.

Ein besseres Resultat lieferte die Arbeit von Cl. W. Andrews[9]), welche jedoch wegen eines Versehens fast überall missverstanden worden ist. In allen drei unten[9])

[1]) Die Konzentration $c_t = p\,d_t$ ist die Anzahl Gramm Zucker in 100 *ccm* Lösung.

[2]) Ventzke, *Journ. f. prakt. Chem.* (1) **28.** *S. 101. 1843.*

[3]) Dubrunfaut, *Ann. de chim. et de phys.* (3) **18.** *S. 99. 1846.*

[4]) Tuchschmid, *Journ. f. prakt. Chem.* (2) **2.** *S. 235. 1870; Zeitschr. d. Vereines f. d. Rübenzucker-Ind. im Zollverein* **20.** *S. 649. 1870.*

[5]) Hesse, *Ann. d. Chem.* **176.** *S. 89. 1875.*

[6]) v. Wachtel, *Org. d. Zentral-Vereins f. Rübenzucker-Ind. i. d. Oesterr.-Ung. Monarchie* **7.** *S. 42. 1878.*

[7]) Wartze, *D. deutsch. Zucker-Ind.* **14.** *S. 503. 1889.*

[8]) Sachs, *Zeitschr. d. Vereins f. d. Rübenzucker-Ind. d. Deutsch. Reichs (Techn. Theil)* **46.** *S. 264. 1896.*

[9]) Andrews, *Moniteur scientifique* (4) **3.** *S. 1366. 1889; La Sucrerie indigène et coloniale* **34.** *S. 497. 1889; Chem. Zentralbl.* (4) **2,** *1. S. 20. 1890.* Die Zeitschrift *Technology Quarterly* (*Mass. Inst. of Technology*) **2.** *S. 367. 1889*, in der die Arbeit zuerst erschienen sein soll, habe ich mir trotz vieler Bemühungen nicht verschaffen können.

aufgeführten Zeitschriften findet sich am Schluss die Beziehung zwischen spezifischer Drehung und Temperatur ausgedrückt durch die Formel

$$[\alpha]_t^D = [\alpha]_{20}^D - 0{,}000\,114\,(t-20),$$

die dann in dieser Gestalt auch in viele Lehrbücher übergegangen ist. Diese Formel giebt aber eine ausserordentliche Konstanz für $[\alpha]$. Aus den von Andrews angeführten Beobachtungsdaten ergiebt sich indessen, dass der Koeffizient richtig 0,0114 heissen muss, woraus $\delta = 0{,}000\,171$ folgt. Die betreffenden Versuche wurden mit zwei Zuckerlösungen von den Konzentrationen 26 und 16 zwischen 18° und 41° angestellt. Aus den Beobachtungsdaten folgt noch, dass Andrews das Verdunsten des Wassers aus der Zuckerlösung während des Erhitzens nicht völlig verhindert hat.

Seyffart[1]) bestätigte dagegen auf Grund der Untersuchung einer Rohrzuckerlösung von $p = 20$ zwischen 15° und 60° wieder die Konstanz der spezifischen Drehung bei verschiedener Temperatur mit der Ergänzung der Gültigkeit für alle Farben des Spektrums.

Nachdem dann in dem Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für das Jahr 1896 *a. a. O.* der Werth $\delta = 0{,}000217$ angegeben worden war, erschien noch eine Arbeit von Wiley[2]). Er untersuchte Normalzuckerlösungen zwischen 4° und 40° und fand im Mittel etwa $[\alpha]\,\delta = 0{,}0097$, woraus $\delta = 0{,}00015$ folgt. Da aber diese Versuche mit einem gewöhnlichen Quarzkeil-Saccharimeter ausgeführt wurden, so müssen die Versuchsfehler verhältnissmässig gross gewesen sein.

4. Veränderung der Rohrlänge mit der Temperatur.

Bestimmt man den Drehungswinkel α bei der Temperatur t, so muss man behufs Berechnung von $[\alpha]_t$ nach Gleichung 1) l und d für diese Temperatur t berechnen können. Es muss daher zunächst die Abhängigkeit dieser beiden Grössen von der Temperatur bestimmt werden.

Da die bei den Versuchen verwendeten Röhren aus Glas bestehen, dessen Längenänderung mit t im Vergleich zu den Aenderungen von d und α gering ist, so genügt es, den gewöhnlich benutzten Ausdehnungskoeffizienten für Glas 0,000 008 zu nehmen. Ist die Länge der Röhre bei 20° gleich l_{20}, so berechnet sich ihre Länge bei t^0 aus der Gleichung

$$l_t = l_{20} + l_{20}\,0{,}000\,008\,(t-20) \quad \ldots\ldots\ldots \quad 3)$$

5. Bestimmung der Ausdehnung von Zuckerlösungen.

Da es beabsichtigt wird, später auch die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten δ vom Prozentgehalt p zu ermitteln, so wurden die Wärmeausdehnungskoeffizienten gleich in ihrer Abhängigkeit von p bestimmt. Dies geschah in bekannter Weise mit Hülfe eines Sprengel'schen Pyknometers von der in Fig. 1 abgebildeten Form.

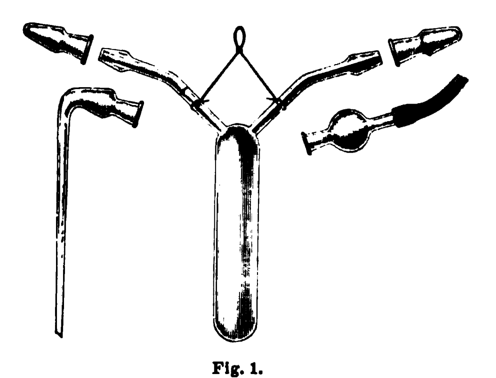


Fig. 1.

Der kubische Ausdehnungskoeffizient 3β des Glases des Pyknometers wurde durch Auswägen mit luftfreiem Wasser bei verschiedenen

[1]) Seyffart, *Wied. Ann.* **41.** *S. 113. 1890.*

[2]) Wiley, *Zeitschr. d. Vereins d. deutsch. Zucker-Ind.* (*Techn. Theil*) **49.** *S. 431. 1899.*

Temperaturen ermittelt. Sind t_1 und t_2 zwei Temperaturen, wo $t_2 > t_1$ sei, die entsprechenden Dichten des Wassers Q_1 und Q_2, die Massen des Wassers W_1 und W_2, die das Pyknometer bei den Temperaturen t_1 und t_2 fasst, so ist

$$3\beta = \frac{W_2(Q_1 - Q_2) - Q_2(W_1 - W_2)}{W_1 Q_2 (t_2 - t_1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

Da 3β nur abhängig vom Verhältniss $W_2 : W_1$ ist, und alle Wägungen kurz hintereinander ausgeführt wurden, so brauchten letztere nicht erst auf den leeren Raum reduzirt zu werden. Sowohl die benutzten Thermometer als auch der zu den Wägungen dienende Massensatz sind in der Reichsanstalt untersucht und mehrmals kontrolirt worden. Die im Pyknometer enthaltenen Massen W wurden bei jeder Temperatur mehrmals bestimmt. Die Mittelwerthe enthält die folgende Tabelle.

t	W in g	Q[1])
12,40	13,9653	0,999 483
19,80	13,9509	0,998 276
33,35	13,9043	0,994 616

Im Mittel ergiebt sich $3\beta = 0{,}000\,0240$. Der Werth ist bis auf etwa $\pm\, 0{,}000\,0005$ genau.

Das mit einer Zuckerlösung vom Prozentgehalt p gefüllte Pyknometer halte bei der Temperatur t_1 die Masse F_1 und bei der höheren Temperatur t_2 die Masse F_2. Dann ist der mittlere kubische Ausdehnungskoeffizient γ der Lösung zwischen t_1 und t_2 oder auch (mit ausreichender Genauigkeit) der wahre Ausdehnungskoeffizient für die Temperatur $\frac{t_1 + t_2}{2}$

$$\gamma_{\frac{t_1+t_2}{2}} = \frac{F_1 - F_2}{F_2} \, \frac{1}{t_2 - t_1} + \frac{F_1 - F_2}{F_2} \, 3\beta + 3\beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Aus dem oben angeführten Grunde ist auch hier eine Reduktion auf den leeren Raum unnöthig.

Zu diesen Versuchen wurde eine von der Firma C. A. F. Kahlbaum in Berlin gelieferte und aus indischem Rohrzucker hergestellte Saccharose 1 (mit dieser Nummer zur Unterscheidung von anderen Zuckersorten in der Reichsanstalt bezeichnet) verwendet, welche nach den Untersuchungen im chemischen Laboratorium der Reichsanstalt ausser Wasser nur Spuren fremder Bestandtheile (0,010 % Asche) enthält und eine spezifische Drehung von etwa $[\alpha]_{20}^{D} = 66{,}5$ besitzt. Das Wasser lässt sich durch Trocknen des Zuckers im Vakuum über Chlorcalcium entfernen. Die Zuckerlösungen wurden dann durch Abwägen hergestellt (wobei die Wägungen auf den luftleeren Raum reduzirt wurden); die gefundenen Prozentgehalte sind bis auf etwa $^1/_{10000}$ ihres Betrages genau. Die im Pyknometer enthaltenen Massen F der Zuckerlösungen wurden wieder bei jeder Temperatur mehrmals bestimmt und schwankten nur bis zu 0,4 *mg*. Die gefundenen Mittelwerthe sind in der Tabelle auf *S. 101 oben* zusammengestellt.

In Uebereinstimmung mit der durch Gleichung 5) bedingten Annahme, dass der mittlere Ausdehnungskoeffizient γ zwischen t_1 und t_2 gleich dem wahren für die Temperatur $\frac{t_1 + t_2}{2}$ ist, lässt sich ferner annehmen, dass ähnlich wie beim reinen Wasser so auch bei den Zuckerlösungen für das untersuchte Temperaturintervall sich γ innerhalb der hier in Frage kommenden Genauigkeitsgrenzen linear mit t ändert, sodass man setzen kann

$$\gamma_t = \gamma_{20} + a\,(t - 20) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

[1]) Landolt und Börnstein, Phys. chem. Tabellen. Berlin 1894. *S. 37.*

p	t	F in g
14,980	7,10	14,8355
	22,45	14,7919
	28,50	14,7668
23,624	5,90	15,3835
	15,70	15,3524
	28,45	15,2968
29,941	8,45	15,7917
	22,50	15,7333
	30,45	15,6936

Um für jede der obigen Zuckerlösungen von bestimmtem Prozentgehalte die beiden Konstanten γ_{20} und a zu berechnen, genügt die Bestimmung von γ für zwei verschiedene Temperaturen oder die Ermittelung der Massen F wenigstens bei drei verschiedenen Temperaturen. Die in der letzten Tabelle enthaltenen Versuchsdaten reichen also hin, um für jede der drei Zuckerlösungen die Gleichung 6) mit bestimmten Koeffizienten γ_{20} und a aufzustellen. Ausserdem wurde noch für reines Wasser, d. h. $p = 0$, aus den drei Dichten[1])

$$Q_{8^0} = 0{,}999\,878$$
$$Q_{20^0} = 0{,}998\,235$$
$$Q_{30^0} = 0{,}995\,674$$

in bekannter Weise[2]) die Gleichung 6) berechnet.

Die nähere Untersuchung der Konstanten γ_{20} und a für die verschiedenen p lehrt dann, dass sich innerhalb der Beobachtungsfehler sowohl γ_{20} als auch a linear mit p ändern. Man muss also γ als Funktion von p und t schreiben in der Form

$$\gamma = f + g\,p + h\,(t - 20) + i\,p\,(t - 20) \quad \ldots \ldots \quad 7)$$

worin f, g, h und i vier Konstanten sind. Da zu ihrer Berechnung bereits zwei Gleichungen von der Form 6) genügen, jedoch vier vorhanden sind, so wurden die vier Konstanten aus allen vier Gleichungen nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Das Resultat ist

$$\gamma = 0{,}000\,291 + 0{,}000\,0037\,(p - 23{,}7) + 0{,}000\,0066\,(t - 20) - 0{,}000\,00019\,(p - 23{,}7)\,(t - 20) \quad . \; 8)$$

Diese Form der Gleichung ist gewählt worden, weil für eine Normalzuckerlösung nahezu $p = 23{,}7$ ist. Für Prozentgehalte p zwischen 0 und 30 und Temperaturen t zwischen 10^0 und 27^0 giebt die Formel die Ausdehnungskoeffizienten genau bis auf etwa $\pm\, 0{,}000\,006$.

Spätere Kontrolversuche mit einer Normallösung der Rübenzuckersorte 3 (0,03% Asche an Sulfat und etwa $[\alpha]_{20}^{D} = 66{,}5$)

p	t	F in g
23,620	16,92	15,3470
	20,33	15,3339
	25,31	15,3121

stehen in guter Uebereinstimmung mit den Ergebnissen der Gleichung 8).

[1]) Landolt und Börnstein, Phys. chem. Tabellen. Berlin 1894. *S. 37. Tab. 13.* Diese enthält die Mittelwerthe nach den Beobachtungen von Thiesen, Scheel und Marek.

[2]) $\gamma_{\frac{t_1 + t_2}{2}} = \dfrac{Q_1 - Q_2}{Q_2\,(t_2 - t_1)}$.

Hat man demnach die Dichte d einer Zuckerlösung bei der Temperatur t_0 ermittelt, so ergiebt sich die Dichte für irgend eine andere Temperatur t aus der Gleichung

$$d_t = d_{t_0} + d_{t_0}\, \gamma_{\frac{t+t_0}{2}} (t_0 - t) \quad \ldots\ldots\ldots \quad 9)$$

Man kann nunmehr die Dichten für beliebige Temperaturen t etwa zwischen 5° und 33° berechnen.

6. Bestimmung des Prozentgehalts und der Dichte.

Ueber die auf etwa $^1/_{10000}$ ihres Betrages genaue Bestimmung der Prozentgehalte vgl. Abschnitt 5.

Die Bestimmung des spezifischen Gewichtes jeder Zuckerlösung erfolgte in bekannter Weise mit Hülfe des oben erwähnten Sprengel'schen Pyknometers bis auf etwa $^1/_{20000}$ seines Betrages genau.

7. Einrichtung der Polarisationsröhren und Messung ihrer Länge.

Es wurden zwei Wasserbadröhren von etwa 58 und 50 *cm* Länge benutzt von der in Fig. 2 abgebildeten Gestalt. Die gläserne Beobachtungsröhre besitzt in ihrer Mitte den angeschmolzenen Thermometertubus *A*, der gleichzeitig zum Füllen der

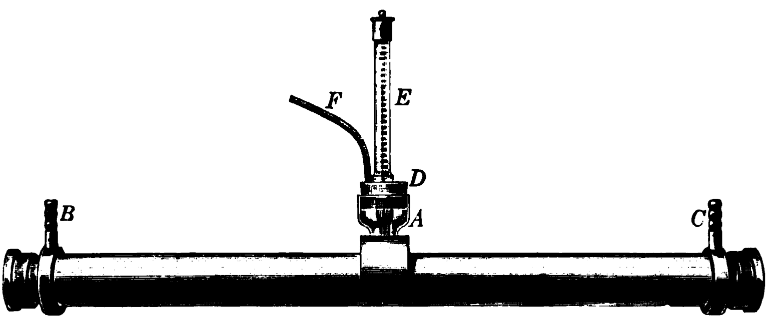


Fig. 2.

Röhre benutzt wird. Der die Glasröhre umgebende Messingmantel für die Wasserumspülung ist mit den beiden Ansatzröhren *B* und *C* versehen, welche für den Zufluss und Abfluss des Wassers dienen. Der Tubus *A* wird nach dem Einfüllen der Lösung mit dem geschliffenen Glasstöpsel *D* verschlossen, durch dessen grössere, zentral gelegene Oeffnung sich das gleichfalls mit einer geschliffenen Erweiterung versehene und in $^1/_{10}{}^0$ getheilte Einschlussthermometer *E* luftdicht einsetzen lässt. Der Quecksilberbehälter des Thermometers wird demnach direkt von der zu untersuchenden Lösung umspült und ragt so weit in diese hinein, dass sein unterster Punkt gerade sichtbar wird, wenn man durch die Röhre hindurchsieht. Der Glasstöpsel *D* besitzt noch eine zweite seitliche enge Durchbohrung mit einer eingekitteten Kapillare, über welche der Gummischlauch *F* gezogen ist. Durch diesen entweicht beim Einsetzen des Thermometers ein Theil der in *A* über der Lösung befindlichen Luft; den anderen Theil der Luft saugt man dann auch heraus und verschliesst den Schlauch *F* mit einer Klemme.

Bei dem 58 *cm*-Rohr ist der Messingmantel an den beiden Enden und in der Mitte an die Glasröhre angekittet. Da dieser Umstand mit Hinsicht auf die verschiedene Ausdehnung von Glas und Messing Bedenken erregen konnte, so wurde bei dem 50 *cm*-Rohr der Messingmantel an zwei Stellen in der Mitte zwischen *A* und *B*

einerseits und A und C andererseits rings herum um etwa 1 *mm* aufgeschnitten und der Verschluss durch Ueberziehen kurzer Stücke dicken Gummischlauchs hergestellt. Wie indessen die Versuche lehren werden, ergaben beide Röhren die gleichen Resultate.

Dem Verschluss der Röhren durch die Deckgläser wandte man eine über die gewöhnlichen Vorsichtsmaassregeln weit hinübergreifende Aufmerksamkeit zu. Die Schwierigkeit, ein Verdunsten des Wassers aus der in der Polarisationsröhre enthaltenen Zuckerlösung vollkommen zu verhindern, ist viel grösser, als man gewöhnlich annimmt. Da die Rohre etwa 73 bezw. 62 *g* Normalzuckerlösung fassen, so ändert das Verdunsten von 1 *cg* Wasser die Drehung α bereits um 0,015%, bezw. 0,018%. Wurden die Deckgläschen wie üblich durch übergeschraubte Deckel, die als Einlage Ringe von Kautschuk oder weichem Leder enthielten, gegen die Röhre gepresst, so war es nicht möglich, zumal bei Temperaturänderungen zwischen 10° und 32°, ein Herausdringen der Lösung an den Enden bei den Deckgläsern zu verhindern, obgleich der Lösung beim Ausdehnen der leere Tubus A zur Verfügung stand. Ein sehr festes Anschrauben der Deckplatten war überhaupt nicht angängig, weil die dadurch entstehende Doppelbrechung des Glases die Gleichmässigkeit des Gesichtsfeldes störte und Nullpunktsverschiebungen des Polarisationsapparates um zwei und mehr Minuten hervorrief.

Das Verdunsten liess sich erst dann bis auf 1 *cg* und weniger reduziren, als man folgendermaassen verfuhr. Die Deckgläschen werden, und zwar für jeden Versuch von Neuem, mit gerade im Erstarren befindlichem Wachskitt (1 Theil Wachs und 2 Theile Kolophonium) auf den Messingfassungen angekittet, doch so, dass sie direkt mit den Endflächen der Glasröhre in Berührung bleiben. Das Gesichtsfeld blieb dann stets von tadelloser Beschaffenheit, und die in Rechnung zu setzende Verschiebung des Nullpunktes durch die leere Röhre betrug im Mittel nur etwa $\pm 12''$. Auch stimmten die Rohrlängen, das eine Mal direkt, das zweite Mal nach Ankittung der Glasplatten bestimmt, bis auf 0,002 *mm* überein. Zu den beiden Röhren gehören je zwei Deckgläser von etwa 19 *mm* Durchmesser und 3 *mm* Dicke, die spannungsfrei und gut planparallel sind; ihr Keilwinkel beträgt nur etwa $4''$.

Der benutzte Wasserwärmer, in dem das durch den Messingmantel der Röhre zu leitende Wasser auf die gewünschte Temperatur gebracht wurde, war ähnlich demjenigen eingerichtet, welcher in Landolt, Optisches Drehungsvermögen. 2. Aufl. 1898. *S. 396* abgebildet und beschrieben ist. Vor Beginn des Versuches liess man das Wasser 15 Minuten lang durch die Mantelröhre fliessen und unterhielt den Strom auch während der Beobachtungen.

Die Längenmessung der beiden Polarisationsrohre erfolgte im präzisionsmechanischen Laboratorium der Reichsanstalt auf der Längentheilmaschine mittels Kontaktniveau, und zwar an vier symmetrisch vertheilten Punkten der ringförmigen Endflächen. Als Resultat ergaben sich für die Länge der Rohrachsen

$$l_{20} = 58{,}0450 \; cm$$
$$\text{und} \quad l_{20} = 50{,}0058 \; cm.$$

Die Werthe sind bis auf $^1/_{30000}$ ihres Betrages verbürgt.

8. Polarisationsapparat und spektrale Reinigung des Natriumlichtes.

Da für die Abhängigkeit von der Temperatur nur relative Messungen auszuführen sind, so sind kleinere systematische Fehler bei der Ermittelung der Drehungswinkel ohne Belang für das Resultat der Untersuchungen. Aus diesem Grunde kann

auch auf die eingehende Beschreibung aller benutzten Messapparate und die Schilderung ihrer Justirung an dieser Stelle verzichtet werden; dies soll erst bei der Veröffentlichung des absoluten Werthes der spezifischen Drehung des Näheren auseinandergesetzt werden. Das weiter unten gegebene Beobachtungsmaterial verfolgt daher nicht den Zweck, einen absoluten Werth für die spezifische Drehung zu geben, um so weniger, als im Laufe dieser Versuche sowohl an dem benutzten Polarisationsapparat als auch an den Arbeitsmethoden mannigfaltige Verbesserungen ausgeführt wurden; letztere sind indessen ohne Einfluss auf das Resultat der vorliegenden Untersuchung.

Der bei den Untersuchungen verwendete Polarisationsapparat ist ein grosser, von der Firma Schmidt & Haensch in Berlin gelieferter Kreisapparat für besonders genaue Messungen, welcher folgende optische Theile enthält: Beleuchtungslinse, Polarisatorvorrichtung, Analysator und Fernrohr. Als Polarisatorvorrichtung diente theilweise der zweitheilige Lippich'sche Polarisator mit veränderlichem Halbschatten, theilweise ein neuer Halbschattennicol[1]) von 55′ Halbschatten. Der Analysator ist mit einer Fassung versehen, die unabhängig vom Theilkreise um 360° drehbar ist; die Drehungsdifferenzen konnten daher für jede Zuckerlösung an einer anderen Stelle des Theilkreises gemessen werden. Die beiden mit Mikrometertrommeln versehenen Ablesefernrohre geben 0,001° an; da stets beide beobachtet wurden, so ist die sehr geringe Exzentrizität des Theilkreises eliminirt. Die Beleuchtung der Ablesevorrichtungen geschieht durch kleine elektrische Glühlämpchen. Wurden bei der Messung der Drehungswinkel die Beobachtungen an den um 180° entfernten Einstellungspunkten vorgenommen, so erhielt man stets innerhalb der Beobachtungsfehler die gleichen Drehungswinkel.

Als Natriumlichtquelle dient das Linnemann'sche Sauerstoffgebläse, in dem gegossene Sodastangen verflüchtigt werden. Hierbei treten keine störenden Dämpfe auf, und stellt man den Linnemann'schen Brenner geräuschlos, so verbrennen die Sodastifte so langsam, dass es während einer Zeit von etwa 30 Minuten meist nicht nöthig ist, die Stellung des Stiftes zu ändern. Dieses Natriumlicht wird durch ein

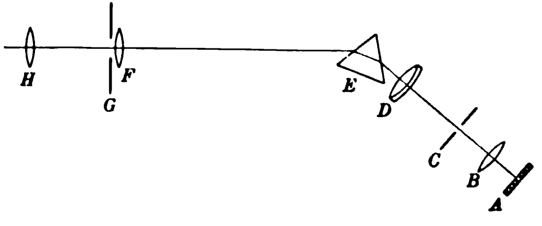


Fig. 3.

Flintglasprisma mit einem 3,8 *m* langen Strahlengang spektral gereinigt, wie dies in nebenstehender Fig. 3 skizzirt ist. Mittels der Linse *B* entwirft man von der Lichtquelle *A* ein scharfes Bild auf dem Spaltschirm *C*. Das durch den Spalt tretende Licht fällt auf die achromatische Linse *D* und wird durch das im Minimum der Ablenkung befindliche Flintglasprisma *E* spektral zerlegt. Von dem leuchtenden Spalt *C* wird durch die Linse *D* ein scharfes Bild nebst Spektrum auf dem Spaltschirm *G* entworfen. Da der Abstand zwischen *D* und *G* 2,6 *m* beträgt, so durchsetzen die Strahlen das Prisma *E* genügend parallel. Dicht vor dem Spalt *G* befindet sich die

[1]) Vgl. *diese Zeitschr.* **19.** *S. 252. 1899.*

Linse *F*, welche von der Linse *D* ein scharfes Bild auf der Beleuchtungslinse *H* des Polarisationsapparates entwirft.

Der das gereinigte Natriumlicht aussendende Spalt *G* hat zur Beleuchtungslinse *H* eine solche Lage, dass durch *H* ein scharfes Bild von *G* am Analysator-Diaphragma zu Stande kommt. Da auch sonst im Polarisationsapparat für einen vollkommen korrekten Strahlengang gesorgt ist, so hat man, abgesehen von den Reflexionen, somit auf dem Wege von *C* bis in das Auge des Beobachters keinen Lichtverlust, und es werden trotz aller Veränderungen und Ungleichmässigkeiten der Vertheilung der Leuchtkraft in der Lichtquelle durch diese und den Strahlengang keinerlei Einstellungsfehler, d. h. keine Nullpunktsschwankungen verursacht. Der wirksame Querschnitt der Linse *D* und des Prisma *E* ist so gross gewählt, dass das anvisirte Polarisator-Diaphragma von 8 *mm* Durchmesser von den Lichtstrahlen ganz ausgefüllt wird. Die nach dieser Methode ausgeführte spektrale Reinigung des Natriumlichtes ist eine so vorzügliche, dass selbst bei Drehungswinkeln von mehreren hundert Grad nicht die geringste Färbung der Gesichtsfeldhälften wahrzunehmen ist. Auch ist die Helligkeit der Lichtquelle so gross, dass auch bei 58 *cm* Normalzuckerlösung stets mit einem Halbschatten von einem Grad gearbeitet werden konnte.

Die Lichtstrahlen haben von der Lichtquelle *A* bis ins Auge des Beobachters einen Weg von 5,6 *m* zu durchlaufen; da die kürzeste Entfernung zwischen Lichtquelle und Polarisationsapparat 4,2 *m* beträgt und das Arbeitszimmer 300 *cbm* gross ist, so ist eine Beeinflussung der Angaben des Apparats durch die Wärme der Lichtquelle völlig ausgeschlossen. Bei den Drehungsversuchen wird also einzig und allein die Zuckerlösung im Polarisationsrohr auf verschiedene Temperaturen gebracht, alles andere bleibt völlig ungeändert.

9. Ausführung der Beobachtungen.

Jeder einzelne Drehungswinkel wurde in der Weise bestimmt, dass erst 5 Nullpunktseinstellungen, dann nach Einschaltung der Polarisationsröhre 10 Einstellungen und hierauf wiederum 5 Nullpunktseinstellungen ausgeführt wurden. Bei eingeschalteter Zuckerlösung wurden nach der dritten und zehnten Einstellung die Temperaturen des Thermometers im Polarisationsrohr abgelesen, die zumeist nur um wenige hunderttel Grad differirten; im Folgenden brauchen daher immer nur die Mittelwerthe angegeben zu werden. Da sich der Natriumbrenner in einem grösseren, mit Schornstein versehenen Gehäuse aus Eisenblech befand, so liess sich während der Beobachtungen das Zimmer vollkommen verfinstern.

Die beiden benutzten Polarisationsröhren ruhen in besonderen Gestellen, welche sicher und fest in den Polarisationsapparat eingesetzt werden können. Besondere eingehende Versuche mit Hülfe von Gauss'schem Okular und Fadenkreuz lehrten, dass die gefüllten Röhren, auf Temperaturen zwischen 11° und 32° gebracht, im Apparat keinerlei Lageänderungen erfuhren, die irgendwie beachtenswerthe Aenderungen des Drehungswinkels hätten veranlassen können.

10. Untersuchung der mit reinem Wasser gefüllten Polarisationsröhren bei verschiedenen Temperaturen.

Wie bereits im Abschnitt 7 erwähnt wurde, betrug die Drehung der leeren Röhre mit den Deckgläsern im Durchschnitt etwa $\pm$ 12″. Eine optische Drehung der benutzten Wassersorten konnte nie mit Sicherheit konstatirt werden. Es war daher

nur noch zu untersuchen, welche Aenderungen die geringen Drehungen der mit Wasser gefüllten Röhren erlitten, wenn die Temperatur variirt wurde. Derartige Versuchsreihen sind zu verschiedenen Zeiten ausgeführt worden, wobei die Drehungswinkel bei jeder Temperatur mehrmals bestimmt wurden; sie sind im Folgenden zusammengestellt.

Rohr	t	α	Δt	$\Delta \alpha$	$\frac{\Delta \alpha}{\Delta t}$
58 *cm*	14,7	+ 43″			
	19,5	+ 22			
	23,6	+ 19			
			8,9	24″	— 2,7″
58 *cm*	13,6	— 17			
	18,1	— 7			
	25,8	+ 10			
			12,2	27	+ 2,2
58 *cm*	12,6	— 3			
	20,6	+ 5			
	31,5	+ 17			
			18,9	20	+ 1,1
50 *cm*	13,1	— 12			
	20,4	+ 11			
	31,1	+ 12			
			18,0	24	+ 1,3

Wie man erkennt, lassen sich thatsächlich geringe Drehungsänderungen nachweisen. Dieselben sind jedoch für die verschiedenen Versuche nicht nur von sehr ungleicher Grösse, sondern besitzen auch verschiedenes Vorzeichen. Diese Drehungsänderungen können daher in Anbetracht der zahlreichen Versuche, die zur Bestimmung der Drehungsänderung des Zuckers angestellt worden sind, keinen nennenswerthen Einfluss auf das Schlussresultat ausüben. Für ein 54 *cm*-Rohr würde eine Drehungsänderung der Deckgläser von $\frac{\Delta \alpha}{\Delta t} = 1''$ in dem Temperaturkoeffizienten δ der spezifischen Drehung des Zuckers einen Fehler von der Grösse 0,0000030 verursachen; da letzterer für kürzere Rohre proportional grösser wird, so können beim Arbeiten mit einem 20 *cm* - Rohr selbst geringe Drehungsänderungen der Deckgläser schon ganz beträchtliche Fehler in δ hervorrufen.

11. Zusammenstellung des Beobachtungsmaterials über die Drehungsänderungen des Zuckers.

Versuch 1. Zuckersorte 2 ist eine von der Firma Kahlbaum gelieferte und aus indischem Rohrzucker hergestellte Saccharose. Aschegehalt 0,030%. Zucker im erhitzten Trockenschrank bei 100° bis 105° getrocknet[1]). 58 *cm*-Rohr.

[1]) Die Versuche lehrten, dass der so getrocknete Zucker eine bis zu einem halben Prozent geringere spezifische Drehung ergab, als wenn der Zucker im luftleer gepumpten Exsikkator über Chlorcalcium getrocknet wurde, ohne dass beim Trocknen im Trockenschrank die geringste Bräunung des Zuckers zu erkennen gewesen wäre. Es wurde daher in späterer Zeit der zu den Untersuchungen dienende Zucker nur noch im Vakuum des Exsikkators getrocknet.

$p = 23{,}674 \qquad d_{17,60} = 1{,}09806$

Datum	t	α_t in Graden	$[\alpha]_t$ [1])	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17,5}$ [2])	Mittel
3. 9. 96	16,20	100,104	66,318	− 0,0134	66,300	
	25,00	99,674	66,200	146	66,303	
	16,00	100,128	66,331	136	66,310	
	24,53	99,711	66,215	132	66,311	66,307
	16,60	100,096	66,320	135	66,308	
	24,54	99,708	66,213	136	66,309	
	16,50	100,102	66,322		66,308	
4. 9. 96	15,88	100,117	66,321	136	66,299	
	24,60	99,690	66,202	144	66,299	66,301
	16,90	100,079	66,313		66,305	

Mittel[3]) $\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0137$ bei 20,5° und $\varepsilon(8) = \pm 0{,}0005$[4])

$$\delta = -\frac{1}{[\alpha]}\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = \frac{0{,}0137}{66{,}3} = 0{,}000\,207 \pm 0{,}000\,008.$$

Versuch 2. Zuckersorte 2 (s. Versuch 1). 58 *cm*-Rohr.

$p = 23{,}647 \qquad d_{17,40} = 1{,}09789$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17,5}$	Mittel
12. 10. 96	14,93	100,025	66,334	− 0,0131	66,300	
	24,36	99,573	66,210	136	66,302	
	16,03	99,980	66,323	132	66,303	66,303
	24,72	99,559	66,208	133	66,305	
	15,73	99,994	66,328		66,304	
13. 10. 96	15,28	100,020	66,337	136	66,307	
	24,53	99,568	66,211	132	66,305	
	15,60	100,000	66,329	137	66,304	66,305
	24,80	99,549	66,203	139	66,301	
	15,60	100,002	66,331		66,306	

Mittel $\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0134$ bei 20,1° und $\varepsilon(8) = \pm 0{,}0003$

$$\delta = \frac{0{,}0134}{66{,}3} = 0{,}000\,202 \pm 0{,}000\,005.$$

---

[1]) l_t und d_t sind nach Gleichungen 3) und 9) zu berechnen.

[2]) Die beobachteten Werthe von $[\alpha]_t$ sind auf ein und dieselbe Temperatur (17,5° oder 20°) immer mit Hülfe desjenigen Werthes von $\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$ reduzirt worden, welcher sich im Mittel für den betreffenden Versuch ergab. Die Abweichungen der einzelnen Werthe $[\alpha]_{17,5}$ von ihrem Tagesmittel geben ein Maass für die Genauigkeit der Beobachtungen.

[3]) Mit Hülfe dieses Werthes sind also nach Anmerkung 2) die $[\alpha]_{17,5}$ berechnet worden.

[4]) Die Grösse ε giebt den mittleren Fehler der einzelnen Bestimmung von $\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$, die hinter ε eingeklammerte Ziffer die Anzahl der einzelnen Bestimmungen.

Versuch 3. Zuckersorte 2 (s. Versuch 1). 58 *cm*-Rohr.

$p = 23{,}681 \qquad d_{17,62} = 1{,}09803$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta [\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17,5}$	Mittel
29. 10. 96	20,76	99,920	66,262		66,309	66,312
	21,33	99,899	66,258		66,313	
	21,67	99,875	66,249		66,309	
	21,84	99,876	66,253		66,315	
30. 10. 96	15,02	100,205	66,348	— 0,0151	66,312	66,313
	24,65	99,715	66,203	152	66,306	
	15,19	100,199	66,347	143	66,314	
	25,16	99,700	66,204	148	66,314	
	14,90	100,222	66,356		66,319	
31. 10. 96	14,66	100,220	66,351	139	66,310	66,313
	24,98	99,712	66,208	135	66,316	
	14,99	100,199	66,343	137	66,307	
	25,18	99,698	66,203	147	66,314	
	15,02	100,212	66,352		66,316	

Mittel $\frac{\Delta [\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0144$ bei $20{,}0^0$ und $\varepsilon\,(8) = \pm 0{,}0006$

$$\delta = \frac{0{,}0144}{66{,}3} = 0{,}000\,217 \pm 0{,}000\,009.$$

Versuch 4. Zuckersorte 1 ist eine von der Firma Kahlbaum gelieferte und aus indischem Rohrzucker hergestellte Saccharose. Aschegehalt 0,010%. Zucker im erhitzten Trockenschrank bei 100° bis 105° getrocknet. 58 *cm*-Rohr.

$p = 23{,}665 \qquad d_{17,60} = 1{,}09813$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta [\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17,5}$	Mittel
26. 11. 96	20,18	100,072	66,391		66,431	66,435
	20,30	100,068	66,391		66,433	
	21,08	100,035	66,385		66,439	
	21,12	100,041	66,388		66,443	
	21,44	100,013	66,376		66,435	
	21,48	100,015	66,378		66,438	
	21,84	99,985	66,365		66,431	
	21,86	99,984	66,365		66,431	
27. 11. 96	12,60	100,455	66,514	— 0,0156	66,440	66,435
	24,62	99,842	66,327	148	66,435	
	12,68	100,438	66,504	149	66,431	
	24,38	99,854	66,330	150	66,434	
	12,70	100,438	66,505		66,433	
28. 11. 96	12,56	100,431	66,498	148	66,423	66,424
	24,36	99,844	66,323	151	66,427	
	11,95	100,464	66,511	155	66,427	
	24,19	99,847	66,321	149	66,422	
	12,36	100,433	66,497		66,419	

Mittel $\frac{\Delta [\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0151$ bei $18{,}4^0$ und $\varepsilon\,(8) = \pm 0{,}0003$

$$\delta = \frac{0{,}0151}{66{,}4} = 0{,}000\,227 \pm 0{,}000\,005.$$

Versuch 5. Zuckersorte 1 (s. Versuch 4). Zucker im Vakuum über Chlorcalcium getrocknet. 58 *cm*-Rohr.

$p = 23{,}687 \qquad d_{17,47} = 1{,}09833$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17,5}$	Mittel
10. 12. 96	20,17	100,314	66,480		66,520	
	20,59	100,292	66,474		66,520	
	20,84	100,284	66,473		66,523	
	21,14	100,271	66,469		66,523	66,522
	21,32	100,258	66,464		66,521	
	21,52	100,252	66,464		66,524	
	21,67	100,253	66,468		66,530	
	21,76	100,230	66,454		66,517	
11. 12. 96	14,09	100,604	66,565	— 0,0139	66,514	
	24,70	100,085	66,418	143	66,525	
	12,28	100,693	66,595	153	66,517	66,519
	24,60	100,071	66,406	160	66,512	
	12,45	100,699	66,601		66,526	
12. 12. 96	13,06	100,688	66,604	154	66,538	
	24,68	100,096	66,425	146	66,532	
	12,78	100,687	66,599	149	66,529	66,532
	24,56	100,099	66,424	151	66,529	
	12,08	100,724	66,613		66,532	

Mittel $\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0149$ bei $18{,}7^0$ und ε (8) $= \pm 0{,}0007$

$$\delta = \frac{0{,}0149}{66{,}5} = 0{,}000\,224 \pm 0{,}000\,011\,.$$

Versuch 6. Zuckersorte 1b ist vom chemischen Laboratorium der Reichsanstalt aus Zuckersorte 1 (s. Versuch 4) durch Umkrystallisiren in Wasser erhalten worden. Zucker im erhitzten Trockenschrank bei 100° bis 105° getrocknet. 58 *cm*-Rohr.

$p = 23{,}670 \qquad d_{17,44} = 1{,}09825$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17,5}$	Mittel
22. 1. 97	10,53	99,606	65,902	— 0,0140	65,801	
	24,56	98,936	65,705	142	65,807	
	12,34	99,528	65,879	147	65,804	65,803
	24,05	98,955	65,707	145	65,802	
	12,15	99,535	65,880		65,802	
23. 1. 97	12,26	99,531	65,879	137	65,803	
	24,34	98,956	65,714	149	65,813	
	12,10	99,560	65,896	153	65,818	65,810
	24,25	98,953	65,710	146	65,808	
	12,72	99,520	65,878		65,809	

Mittel $\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0145$ bei $18{,}2^0$ und ε (8) $= \pm 0{,}0005$

$$\delta = \frac{0{,}0145}{65{,}8} = 0{,}000\,220 \pm 0{,}000\,008.$$

Versuch 7. Zuckersorte 1b (s. Versuch 6). Zucker im Vakuum über Chlorcalcium getrocknet. 58 *cm*-Rohr.

$p = 23,653 \qquad d_{17,41} = 1,09820$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17,5}$	Mittel
20. 2. 97	11,33	100,538	66,583	— 0,0151	66,488	66,490
	24,55	99,880	66,384	151	66,493	
	11,65	100,524	66,579	146	66,489	
	24,58	99,888	66,390	142	66,499	
	11,60	100,518	66,574		66,483	
22. 2. 97	10,34	100,606	66,613	159	66,503	66,500
	24,19	99,905	66,393	159	66,496	
	11,21	100,567	66,600	161	66,503	
	24,34	99,894	66,389	160	66,494	
	11,12	100,568	66,600		66,502	

Mittel $\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0,0154$ bei $17,8^0$ und $\varepsilon\ (8) = \pm 0,0007$

$$\delta = -\frac{0,0154}{66,5} = 0,000\,232 \pm 0,000\,011\,.$$

Versuch 8. Zuckersorte 1a ist wie 1b (s. Versuch 6) dargestellt worden; nur ist 1a die erste, 1b die zweite Krystallfraktion des Zuckers. Zucker im Vakuum über Chlorcalcium getrocknet. 58 *cm*-Rohr.

$p = 23,670 \qquad d_{17,51} = 1,09823$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17,5}$	Mittel
30. 3. 97	11,74	100,633	66,599	— 0,0147	66,515	66,508
	24,76	99,989	66,407	141	66,512	
	12,14	100,604	66,585	143	66,507	
	24,57	99,996	66,407	133	66,510	
	12,14	100,583	66,572		66,494	
31. 3. 97	11,63	100,648	66,607	153	66,522	66,513
	24,61	99,996	66,408	145	66,511	
	12,15	100,608	66,589	148	66,511	
	24,61	99,991	66,405	148	66,508	
	11,98	100,618	66,592		66,512	

Mittel $\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0,0145$ bei $18,3^0$ und $\varepsilon\ (8) = \pm 0,0006$

$$\delta = -\frac{0,0145}{66,5} = 0,000\,218 \pm 0,000\,009\,.$$

Versuch 9. Zuckersorte 1d ist im optischen Laboratorium durch Ausfällen mit Aethylalkohol aus einer 60-prozentigen wässerigen Lösung der Zuckersorte 1 (s. Versuch 4) erhalten worden. Zucker im Vakuum über Chlorcalcium getrocknet. 58 *cm*-Rohr.

$p = 23{,}694 \qquad d_{17{,}40} = 1{,}09828$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17{,}5}$	Mittel
1. 5. 97	20,69	100,324	66,480		66,524	66,522
	20,82	100,316	66,477		66,522	
	20,94	100,308	66,474		66,521	
	21,02	100,309	66,476		66,524	
	21,11	100,300	66,471		66,520	
	21,20	100,294	66,469		66,520	
3. 5. 97	25,16	100,091	66,415	— 0,0138	66,520	66,527
	13,00	100,684	66,583	130	66,521	
	24,55	100,138	66,433	143	66,530	
	13,14	100,701	66,596		66,536	

$$\text{Mittel } \frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0137 \text{ bei } 18{,}9^{0}$$

$$\delta = \frac{0{,}0137}{66.5} = 0{,}000\,206 \pm 0.000\,011.$$

Versuch 10. Zuckersorte 3 ist ein auf Vorschlag des Hrn. Geheimrath Landolt von der Firma Klose in Berlin (Leipzigerstr.) bezogener Rübenzucker. Aschegehalt 0,03% an Sulfat. Zucker im Vakuum über Chlorcalcium getrocknet. 58 *cm*-Rohr.

$p = 23{,}668 \qquad d_{17{,}69} = 1{,}09818$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{17{,}5}$	Mittel
24. 9. 97	20,14	100,325	66,543		66,581	66,579
	20,35	100,323	66,546		66,587	
	20,49	100,298	66,532		66,575	
	20,58	100,301	66,536		66,580	
	20,57	100,294	66,531		66,575	
	20,64	100,296	66,533		66,578	
27. 9. 97	15,94	100,530	66,603	— 0,0139	66,581	66,585
	25,79	100,038	66,466	148	66,585	
	16,54	100,513	66,603		66,589	

$$\text{Mittel } \frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0144 \text{ bei } 21{,}0^{0}$$

$$\delta = \frac{0{,}0144}{66{,}6} = 0{,}000\,216 \pm 0{,}000\,009.$$

Versuch 11. Zuckersorte 3a ist im optischen Laboratorium durch Ausfällen mit Methylalkohol aus einer 60-prozentigen wässerigen Lösung der Zuckersorte 3 (s. Versuch 10) erhalten worden. Aschegehalt 0,008% an Sulfat. Zucker im Vakuum über Chlorcalcium getrocknet. 50 *cm*-Rohr.

$p = 23{,}688 \qquad d_{20{,}00} = 1{,}09746$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{20}$	Mittel
13. 11. 99	13,88	86,651	66,548	— 0,0147	66,458	66,461
	30,92	85,885	66,297	153	66,458	
	15,53	86,594	66,532		66,466	

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{20}$	Mittel
14. 11. 99	14,22	86,654	66,556	— 0,0142	66,471	
	31,03	85,909	66,318	142	66,480	
	15,09	86,621	66,545	147	66,473	66,475
	30,64	85,919	66,317	149	66,473	
	15,47	86,610	66,543		66,476	
15. 11. 99	16,41	86,558	66,520	137	66,467	
	31,20	85,903	66,317	143	66,482	
	15,03	86,628	66,549	150	66,476	66,477
	30,67	85,916	66,315	157	66,472	
	15,48	86,623	66,553		66,487	

$$\text{Mittel } \frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0147 \text{ bei } 23{,}0^0 \text{ und } \varepsilon(10) = \pm 0{,}0006$$

$$\delta = \frac{0{,}0147}{66{,}5} = 0{,}000\,221 \pm 0{,}000\,009\,.$$

Versuch 12. Zuckersorte 13 ist ein durch Vermittlung des Hrn. Prof. Herzfeld in Form eines Zuckerhutes bezogener Rübenzucker aus der Zuckerraffinerie Braunschweig. Zucker im Vakuum über Chlorcalcium getrocknet. 50 *cm*-Rohr.

$$p = 23{,}695 \qquad d_{20,00} = 1{,}09762$$

Datum	t	α_t	$[\alpha]_t$	$\frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t}$	$[\alpha]_{20}$	Mittel
30. 11. 99	14,51	86,831	66,668	— 0,0155	66,588	
	31,37	86,051	66,407	147	66,573	
	15,45	86,774	66,641	143	66,575	66,581
	31,13	86,068	66,416	155	66,578	
	15,17	86,809	66,663		66,592	
1. 12. 99	14,44	86,844	66,677	149	66,596	
	31,29	86,078	66,426	144	66,591	
	15,44	86,792	66,654	145	66,587	66,589
	31,62	86,057	66,419	142	66,589	
	15,28	86,790	66,651		66,582	
2. 12. 99	14,57	86,822	66,663	147	66,584	
	31,35	86,063	66,417	140	66,583	
	15,15	86,785	66,644	144	66,573	66,578
	31,02	86,072	66,416	144	66,577	
	15,21	86,784	66,644		66,574	

$$\text{Mittel } \frac{\Delta[\alpha]}{\Delta t} = -0{,}0146 \text{ bei } 23{,}2^0 \text{ und } \varepsilon(12) = \pm 0{,}0005$$

$$\delta = \frac{0{,}0146}{66{,}6} = 0{,}000\,219 \pm 0{,}000\,008\,.$$

Die Abweichungen der einzelnen auf 17,5⁰ oder 20⁰ reduzirten [α] vom Tagesmittel erreichen aus allen 12 Versuchen berechnet im Mittel nur die Grösse 0,003, d. i. 0,005 %.

Die gefundenen Versuchsresultate sind in der folgenden Tabelle übersichtlich zusammengestellt, in welcher t das Mittel der untern und obern Beobachtungstemperatur bedeutet.

Versuch	δ	t	ε
1	0,000 207	20,5	± 0,000 008
2	202	20,1	5
3	217	20,0	9
4	227	18,4	5
5	224	18,7	11
6	220	18,2	8
7	232	17,8	11
8	218	18,3	9
9	206	18,9	11
10	216	21,0	9
11	221	23,0	9
12	219	23,2	8
Mittel	0,000 217	19,8	ε (12) = ± 0,000 009

Der Temperaturkoeffizient der spezifischen Drehung des Zuckers bei 20° $\delta = 0{,}000\,217$ ist demnach bis auf die Grösse $\pm 0{,}000\,009$ als richtig anzusehen.

Ob man $[\alpha]_{17,5}$ oder $[\alpha]_{20}$ als Faktor von δ einführen will, ist bei der geringen Veränderlichkeit gleichgültig.

12. Schlussresultat.

Für nahezu normale Zuckerlösungen (d. h. angenähert von der Konzentration $c = 26$) ist bei Temperaturen t zwischen 10° und 32°

$$[\alpha]_t^D = \frac{100\,\alpha_t^D}{l_t\,p\,d_t} = \frac{100\,\alpha_t^D}{l_t\,c_t} = [\alpha]_{20}^D - [\alpha]_{20}^D\,0{,}000\,217\,(t-20).$$

Magnetische Präzisionswaage.

Von

Prof. Dr. **H. du Bois** in Berlin.

1. Im Jahre 1890 habe ich einen Apparat konstruirt und auf dem Frankfurter Internationalen Elektrotechnikerkongress im September 1891 demonstrirt, mittels dessen absolute — einfache und zyklische — Magnetisirungskurven durch Wägung rasch bestimmt werden konnten[1]). Diese magnetische Waage wurde daraufhin weiter verbessert und später in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zum Gegenstande eingehender Untersuchungen gemacht[2]). In dem seither verflossenen Jahrzehnt hat die magnetische Materialprüfungstechnik sich sehr entwickelt; eine Reihe von vorwiegend technischen Instrumenten, zum Theil direkt ablesbare Zeigerapparate, wurde konstruirt[3]), mittels derer eine grössere oder geringere Anzahl der ein ferromagnetisches Material charakterisirenden Bestimmungsstücke mehr oder weniger genau ermittelt werden kann.

[1]) H. du Bois, Berichte Sekt. Sitz. Elektrotechn. Kongress, Frankfurt 1891. *S. 77.*

[2]) H. du Bois, *diese Zeitschr.* ***12.*** *S. 404. 1892;* A. Ebeling und E. Schmidt, *diese Zeitschr.* ***16.*** *S. 353. 1896.*

[3]) Vgl. J. A. Ewing, Magn. Induktion. Uebers. von L. Holborn und St. Lindeck. Berlin 1892; H. du Bois, Magn. Kreise. Berlin 1894; Leitfaden für Hütteningenieure von E. Schmidt, Magn. Untersuch. des Eisens, Halle a. S. 1900, woselbst die Literatur über magnetische Materialprüfung bis 1900 zusammengestellt ist.

Dabei hat sich ergeben, dass die guten Materialsorten, und zwar die technisch heute am meisten verwertheten — einerseits Stahlguss, andererseits Transformatorblech — eine auffallende Gleichmässigkeit ihrer Eigenschaften aufweisen. Die Unterschiede zwischen den Induktionskurven besseren Materials, welches verschiedenen Bezugsquellen entstammt, sind meist recht geringe; sie zählen nur nach wenigen Prozenten, und es bedarf oft eines ziemlich genauen Messverfahrens, um sie überhaupt einwandsfrei festzustellen. Dabei kommt dann der Einfluss verschiedener, scheinbar unwesentlicher Faktoren, der früher vernachlässigt wurde, zur Geltung, indem der magnetische Zustand durch die Art der Abwickelung jeder Einzelphase seiner unmittelbaren Vorgeschichte noch mehr beeinflusst wird, als man bisher schon anzunehmen pflegte. Dieses durch die immer noch recht verborgene Molekularmechanik magnetischer Vorgänge unabänderlich bedingte Verhalten bis in seine feineren Schattirungen messend zu verfolgen, bildet eine physikalisch wie technisch interessante Aufgabe.

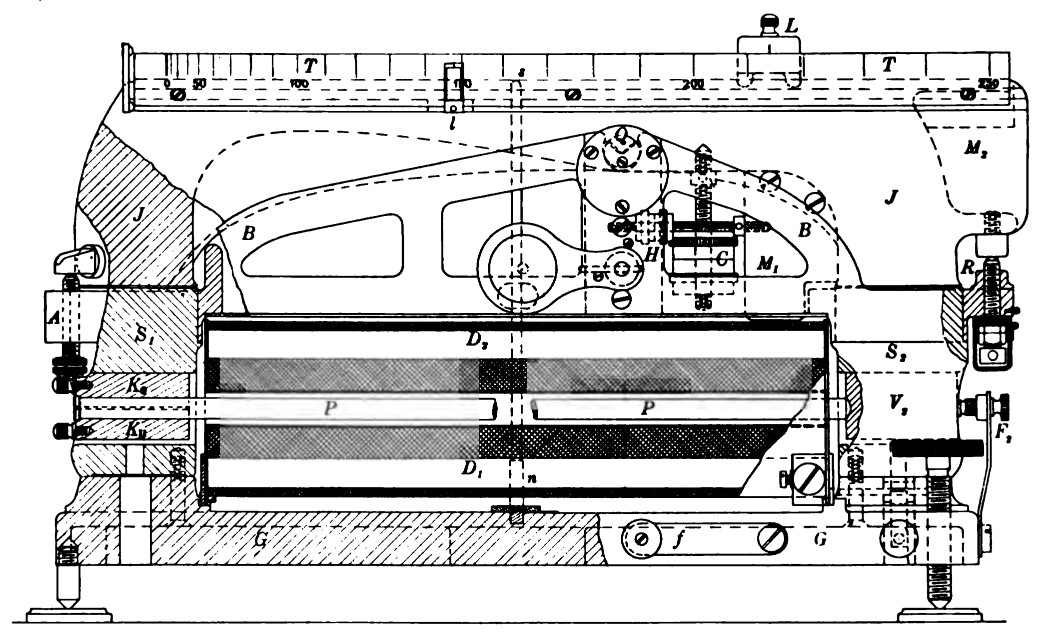


Fig. 1.

2. Angesichts dieser Sachlage glaubte ich nunmehr die magnetische Waage in dem Sinne verbessern zu sollen, dass ich versuchte, sie als wissenschaftliches Präzisionsinstrument von möglichst weitgehender Genauigkeit und ausgedehntem Messbereiche auszubilden, ohne dabei auf bequeme Handhabung und technische Anwendbarkeit zu verzichten. Dazu war die Möglichkeit um so mehr gegeben, als inzwischen Hr. Taylor Jones auf meine Veranlassung das fundamentale Maxwell'sche Gesetz der elektromagnetischen Zugkraft innerhalb eines ausgedehnten Bereichs experimentell recht genau bestätigt fand[1]); hierdurch gewinnt die magnetische Wägungsmethode eine wissenschaftlich gesicherte, absolute Grundlage. Die derart umschriebene erweiterte Aufgabe halte ich insofern für gelöst, als die magnetostatische Wägung nunmehr dem ballistischen Verfahren für die meisten Zwecke überlegen sein dürfte. Nur die magnetometrische Untersuchung von Ovoiden kann bei der nöthigen Sorgfalt genauere Resultate ergeben und bildet daher in gewissem Sinne eine höhere

[1]) E. Taylor Jones, *Wied. Ann.* **54.** *S. 641. 1895;* **57.** *S. 258. 1896.*

Messungsinstanz; freilich ist diese Methode selbst in störungsfreien Laboratorien sehr viel zeitraubender. Sofern bei einer komplizirten Funktion, wie sie die Induktionskurve darstellt, im Gegensatz zu einer einzigen Variabeln, von einer bestimmten prozentualen Genauigkeit der Messung überhaupt die Rede sein kann, ist diese auf etwa $1/2$ Prozent zu veranschlagen; bei der älteren Form der magnetischen Waage betrug die Fehlergrenze etwa das Fünffache. Die mit letzterem Instrument in der Reichsanstalt sowie in meinem Laboratorium gesammelten Erfahrungen wurden selbstverständlich ausgiebig berücksichtigt. Dabei verdanke ich mehreren Fachgenossen, insbesondere den Hrn. F. Kohlrausch, A. Ebeling, E. Gumlich und E. Schmidt manche bei der Konstruktion verwerthete Anregung.

A. Beschreibung.

3. Die Waage ist im Aufriss (etwa $1/3$ nat. Gr.) in Fig. 1, perspektivisch ($1/6$ nat. Gr.) in Fig. 2 abgebildet[1]). Der Normalquerschnitt der Probe soll 0,500 *qcm* betragen; dies entspricht einem Durchmesser von 0,798 *cm* bei kreisrundem, einer

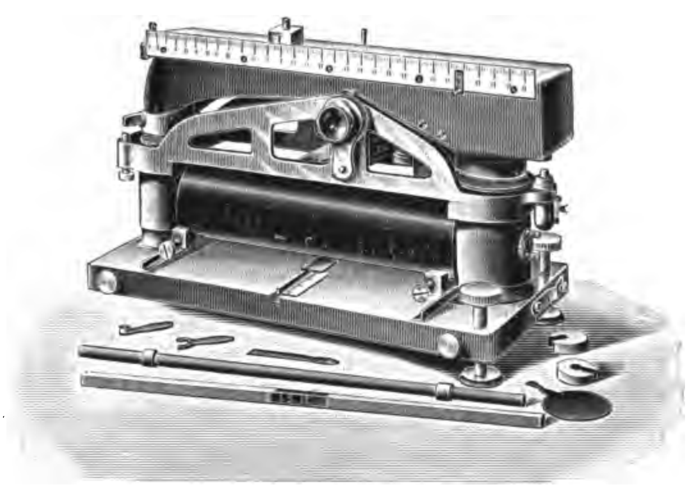


Fig. 2.

Kantenlänge von 0,707 *cm* bei quadratischem Profil; entsprechende Lehren werden beigegeben. Es sind zweierlei Befestigungsarten der Proben vorgesehen. Am meisten, namentlich bei genaueren Arbeiten, zu empfehlen sind konvexe „Kugelkontakte" (Radius 0,500 *cm*, vgl. Abschn. 11); in diesem Falle wird die Probe P zwischen zwei mit entsprechenden Konkavschliffen versehenen Vollbacken geklemmt; von diesen ist nur die rechte V_2 abgebildet. Eine Schnappfeder F_2, von etwa 3 *kg* Gew. Druckkraft, komprimirt den magnetischen Kugelkontakt auch dann, wenn bei geringen Induktionswerthen die automatische elektromagnetische Druckkraft zu schwach wird; übrigens beträgt letztere bei gesättigter Eisenprobe etwa 10 *kg* Gewicht. Die Maximallänge der Probe zwischen den beiden Scheitelpunkten soll 25,4 *cm* betragen, die Kuppenhöhe je 0,2 *cm*, daher die „lichte" Stablänge zwischen den Stirnflächen der Vollbacken 25,0 *cm* und die mittlere Länge 25,2 oder 8π *cm*.

4. Wie links in Fig. 1 abgebildet, kann indessen die Probe auch in der vielfach üblichen Weise zwischen Klemmbacken K_o und K_u eingefasst werden; von diesen werden für normales rundes und quadratisches Profil je zwei Paar beigegeben.

[1]) Vorläufige Beschreibung: H. du Bois, *Verh. d. physikal. Gesellsch. zu Berlin* **17.** *S. 97. 1898.*

Die Gesammtlänge der Probe muss in diesem Falle etwa 33 *cm* betragen, die „lichte“ Länge kann auf 25,0 *cm* oder weniger eingestellt werden (Abschn. 28). Sowohl Vollbacken wie Klemmbacken messen zwischen ihrer Stirnfläche und dem Scheitelpunkte ihres Messingknöpfchens genau 5,0 *cm*. Bestimmt man daher die Entfernung der letzteren mittels eines um den Apparat gelegten Kaliber-Maassstabes, so misst dieser nach Abzug von 10,0 *cm* die lichte Länge der Probe; letztere kann übrigens auch durch zwei passende Messingstellringe fixirt werden.

Die Backen passen in zwei Stahlgusssockel S_1 und S_2; die obere Klemmbacke bezw. die obere Hälfte der Vollbacke bietet eine Berührungsfläche von etwa 18 *qcm*; durch Pressen kann daher ein inniger Kontakt mit der ausgeschliffenen Sockelbohrung hergestellt werden; diese Pressung wird durch zwei am Vorderrande der Grundplatte herausragende Kordenschrauben bewirkt. Uebrigens empfiehlt es sich meistens die rechte Schraube zu entfernen; an ihrer Stelle wird ein beigegebener loser Messingstift eingesetzt, der mittels einer schwachen Schnappfeder f den nöthigen Druck ausübt, ohne dass Spannungen erzeugt werden, die unter Umständen die magnetischen Eigenschaften der Probe beeinflussen könnten.

5. Die Sockel sind am unteren Ende mit der Rothguss-Grundplatte GG verschraubt, am oberen durch eine „warm aufgesetzte“ Rothgussbrücke BB vollkommen starr verbunden. Diese trägt nebst einer Arretirvorrichtung die Lager für die Querschneide Q des als Waagebalken ausgebildeten Schlussjoches JJ, welche in 4,0 *cm* Entfernung von der Mitte des Apparates exzentrisch angebracht ist. Die sich paarweise parallel gegenüberliegenden, polirten und gut zentrirten vier Kreisflächen der Sockel und des Joches haben etwa 18 *qcm* Inhalt und schliessen zwei Luftschlitze ein, deren lichte Weite nahe gleich sein und ungefähr 0,025 *cm* betragen soll. Die Regulirschraube R aus harter unoxydirbarer Phosphorbronze trägt eine Gegenmutter und eine mit zwei Oesen zur Plombirung versehene Sicherheitskapsel. Das mit zwei Anschlägen aus der gleichen Legirung versehene Stahlgussjoch schwebt nach Art der Morsetaster mit einem Spielraum von etwa 0,01 *cm* über der Regulirschraube R und der links abgebildeten Anschlagschraube A; letztere soll namentlich eine unmittelbare Berührung zwischen Joch und Sockel verhindern.

Die Herstellung des Jochs aus Stahlguss ermöglicht eine freiere Gestaltung, welche einmal völlige Starrheit gegen Durchbiegung verbürgt, zweitens die Ausbildung des Obertheils als geometrischen Schlitten für die Laufgewichte L und l zulässt und drittens die rohe Tarirung durch zwei eingegossene Bleimassen M_1 und M_2 gestattet. Zur endgültigen Justirung des Waagebalkens dienen ein vertikal verschiebbares Gegengewicht C und ein horizontal bewegliches H. Der mittlere Querschnitt des Joches beträgt 20 *qcm*, sein Gesammtgewicht 8 *kg*; die übrigen Theile wiegen 14 *kg*.

6. Die Stahlgusstheile werden nach der Bearbeitung sorgfältig ausgeglüht, und zwar nach einem in der Reichsanstalt üblichen Glühverfahren[1]). Da es bedenklich erscheint, die ganze das Joch durchsetzende Querschneide aus massivem, gehärteten Stahl herzustellen, werden nur an ihren Enden kleine Stahlplättchen eingelassen, die mit den unter einem Winkel von 80° geschliffenen Eisenprismen ein Ganzes bilden; dabei wird die Kante absichtlich etwas stumpf gelassen. Hierdurch und durch die starre Anordnung des Jochs und der Rothgussbrücke ist jede Aenderung der Schlitzweiten ausgeschlossen, was für die Genauigkeit des Instruments wesentlich in Betracht kommt.

Die am oberen Jochrande befindliche, stets gleiche quadratische Theilung TT — in Fig. 1 nur durch einige Hauptzahlen gekennzeichnet — trägt in Wirklichkeit zwei

[1]) Vgl. A. Ebeling und E. Schmidt, *diese Zeitschr.* **16.** *S. 80. 1896.*

Ziffernreihen: eine obere schwarze für das schwerere Laufgewicht L von 65,00 g; die unteren rothen 5-mal kleineren Ziffern entsprechen dagegen dem 25-mal leichtern Laufgewichte l von 2,60 g. Die mit 100 multiplizirten Zahlen sollen die Induktion in *C.G.S.*-Einheiten ohne Weiteres ergeben; den Zehnern entsprechen daher beim schweren Gewicht Zehntel Skalentheile, auf die für gewöhnlich eingestellt wird. Das grössere Gewicht dient für den Induktionsbereich von 5000 *C.G.S.* aufwärts, das kleinere für geringere Induktionswerthe, wie sie namentlich bei Transformatorblech in Frage kommen; bei der Aufnahme zyklischer Kurven für derartiges Material ist obiger Grenzwerth passend, indem er etwa der durchschnittlichen Beanspruchung entsprechen dürfte.

7. Mitten über die Grundplatte lässt sich von vorn nach hinten ein Messingschieber an einer Theilung entlang bewegen; an der Vorderseite trägt dieser ein Knöpfchen sammt Index und hinten zwei Hülsen, in die sich die Nordpole zweier verschieden starker, vertikaler *Kompensationsmagnete n s* einstecken lassen. Durch Einstellung eines oder beider Magnete in passender Lage kann am Orte der vertikalen Theile des magnetischen Kreises eine der Vertikalkomponente des Erdfeldes, sowie etwaiger sonstiger Felder entgegengerichtete Komponente erzeugt werden.

Ausserdem trägt die Grundplatte zwei parallele Querschienen, auf denen die Erregerspule leicht verschiebbar ist und aus ihrer zentralen Lage zwischen den beiden Sockeln hervorgerückt werden kann. Sie besteht zunächst aus einer inneren Drahtspule D_1, welche mit 12 Lagen von je 200 Windungen 0,1 *cm* starken Kupferdrahts bewickelt ist; diese ist umgeben von einem weiteren Messingrohre, welches ausserdem noch 2 äussere Drahtlagen D_2 von je 200 Windungen trägt. Die beiden Theilspulen sind fest verbunden und derart hintereinander geschaltet, dass der Strom sie in entgegengesetztem Sinne durchfliesst; in Folge dessen ist bei geeigneter Dimensionirung die Windungsfläche auf das erforderliche Maass beschränkt (Abschn. 16). Die Stromstärke in Centiampere ist numerisch gleich der erzeugten Feldintensität; die hundertfache Ablesung an einem Strommesser oder an der Jochtheilung ergiebt daher im Allgemeinen die (unkorrigirte) Abszisse bezw. Ordinate der zu ermittelnden Induktionskurven.

Meistens wird ein Strombereich bis zu 3 Amp. ausreichen; bei Untersuchungen im Sättigungsgebiete kann man Ströme bis 5 Amp. verwenden. Während der kurzen zur Einstellung erforderlichen Zeit findet keine unzulässige Erwärmung der Spule statt. Behufs Vermeidung etwaiger Temperaturerhöhung der Probe kann übrigens eine Düse beigegeben werden; diese wird am einen Ende der Spule angebracht und lässt den Wind eines Gebläses zwischen Probe und innerer Spulenwandung zirkuliren. Um zu verhindern, dass dabei warme Luftströmungen das Joch umwehen, ist die Spule durch ein an der Brücke *BB* befestigtes Schutzblech abgedeckt.

8. Ausser dem im Vorigen beiläufig erwähnten Zubehör, sowie den nöthigen Lehren und Schlüsseln können der Präzisionswaage noch folgende besondere Zubehörtheile beigegeben werden, die zum Theil nur für Spezialzwecke vorgesehen sind: Ein aufzustülpender Schutzkasten aus Glas, Holz oder Pappe; ein Tastkeil aus Neusilber zur Kontrole bezw. Messung der Schlitzweiten; ein mit Gradbogen versehener Stiftschlüssel zur Einstellung der Regulirschraube bei der Aichung; Normalkugeln und Zubehör zur Herstellung der Kugelschliffe an den Enden der Probestäbe (vgl. Absch. 11); endlich eine Anzahl der von Hrn. Kath vorgeschlagenen normalen Koordinatennetze auf Zeichen- oder Pauspapier[1]).

[1]) Vgl. die Gebrauchsanweisung von H. Kath, *Elektrotechn. Zeitschr.* **19.** *S. 407. 1898.*

Die Funktion der Waage kann sich bei Verwendung der ballistischen Methode auch nur auf diejenige eines Schlussjochs beschränken; dies empfiehlt sich indessen nur im Bereiche sehr schwacher Felder, wo die Wägung auf der quadratischen Skale zu unempfindlich wird. Für diesen Fall sind zwei dünne Eisenscheiben mit Messinggriff vorgesehen, welche die Schlitze auszufüllen vermögen, ferner eine Spule, welche nur 20 gleichmässig vertheilte Primärwindungen trägt, sodass ihr Feld numerisch gleich dem Erregerstrom in Ampere wird; ausserdem wird sie mit 1000 bis 5000 Sekundärwindungen bewickelt, je nach der Empfindlichkeit des zu benutzenden ballistischen Galvanometers.

Endlich ist die Verwendung kürzerer Proben für solche Fälle vorgesehen, wo dies bei seltenem oder brüchigem Versuchsmaterial — z. B. Legirungen, Mineralien u. dgl. — erwünscht ist. Bei normalem Querschnitt ist die Gesammtlänge auf nur 6,5 *cm*, die „lichte" Länge auf 6,1 *cm*, die mittlere somit auf 6,3 oder 2π *cm* normirt; der Stab wird zwischen längeren konisch verjüngten Vollbacken mit Konkavschliff eingeklemmt. Länge und Windungszahlen der zugehörigen Spule betragen dementsprechend auch ein Viertel der für die längere Erregerspule angegebenen, während die Anordnung der Querschnitte bezw. der Windungsflächen genau die gleiche ist.

B. Gebrauchsanweisung.

9. Bei Präzisionsmessungen sind gewisse Vorsichtsmaassregeln zu treffen, von denen freilich manche für technische Zwecke unbeachtet bleiben können, ohne die hierfür ausreichende Genauigkeit wesentlich zu beeinträchtigen. Zur Vermeidung etwa möglicher, geringer azimuthaler Einflüsse des Erdfeldes ist die Waage mit ihrer Längsrichtung ost-westlich aufzustellen; beim Auftreten von Erschütterungen empfiehlt sich unter Umständen die Unterlage von drei Gummipfropfen; die Skale kommt in ungefähre Augenhöhe. Die oberen Sockelflächen werden sodann mittels Dosenlibelle nivellirt, während das Joch abgehoben ist und mit seiner Rückfläche auf zwei passenden Unterlagen ruht; bei der ersten Justirung werden alsdann die Schneiden auf zwei Glassplättchen derart gelagert, dass der Balken frei schwebt; seine Schwingungsperiode wird mittels des vertikalen Gegengewichts auf 30 bis 40 Sek. gebracht, was für gewöhnlich eine ausreichende Empfindlichkeit ergiebt; mittels des horizontalen Gegengewichts wird die obere Kante ungefähr waagerecht eingestellt. Nach Reinigung der Schneiden und Pfannen wird das Joch auf die Arretirung gelegt; wie bei jeder Waage ist es bei Nichtbenutzung allemal zu arretiren und das Instrument mit dem Schutzkasten zu bedecken.

Die Spule hat einen Widerstand von etwa 6 Ohm; bei richtiger Schaltung ist die Richtung des sie von Klemme zu Klemme durchfliessenden Stromes die gleiche wie die Feldrichtung der inneren Hauptspule; die äusseren Kompensationswindungen sollen entgegengesetzt wirken, wie es eine kleine Magnetnadel sofort anzeigt. Dem vollen Feldbereiche bis 500 *C.G.S.* entspricht ein Strom von 5 Amp. bezw. eine elektromotorische Kraft von 30 Volt. Steht ein möglichst vielfach abgestufter Kurbelwiderstand von 10000 Ohm zur Verfügung, so kann man ohne Umschaltung bis zu einer Stromstärke von 0,3 Centiampere — entsprechend einem numerisch gleichen Felde — stufenweise hinabgehen, was fast immer ausreichen dürfte.

10. Uebrigens habe ich bei den mitzutheilenden Versuchen meistens stetig veränderliche Metallwiderstände benutzt, und zwar gelangten bis zu 500 Ohm Walzenrheostaten nach Lord Kelvin zur Verwendung. Ferner habe ich mich eines variabelen Kundt'schen Widerstandes von etwa 10000 Ohm bedient; eine der von

Hrn. Lindeck beschriebenen ausgeätzten Spiralen aus in Porzellan eingebrannter Platinlegirung war hierzu unter einem platinirten Bürstenkontakt drehbar angeordnet[1]).

Schliesslich wird in den Stromkreis ein Kurbelstromwender und ein geaichter Strommesser geschaltet, sodass man den Strom bequem und stetig ändern, ihn kommutiren und genau messen kann. Wofern der Strommesser einen permanenten Magnet enthält, muss er möglichst weit — mindestens 1 *m* — von der Waage entfernt aufgestellt werden. Dasselbe gilt für Gegenstände aus Stahl und Eisen, sowie für nicht induktionsfrei angeordnete Vorschaltwiderstände[2]). Bei stetiger Zunahme des Widerstandes lässt sich die gründliche Entmagnetisirung der Probe und des Jochs durch „abnehmende Kommutirung" leicht bewirken, worauf es bekanntlich sehr ankommt. Für technische Zwecke bezw. bei geringerem Strombereiche sind einfachere Hülfsapparate, insbesondere Flüssigkeitswiderstände und Kohlenrheostate — bei denen der Widerstand durch eine Presse regulirt wird — zulässig; die hierbei vielfach vorkommenden geringen Schwankungen sind indessen bei genaueren Arbeiten unerwünscht, indem das ununterbrochene gleichsinnige Anwachsen oder Abnehmen des Feldes dadurch beeinträchtigt wird.

11. Betreffs der Herrichtung der Proben ist noch Folgendes zu bemerken. Bei massivem, weicheren Material ist ein kreisrundes Profil naturgemäss vorzuziehen; die Stäbe werden nach dem Abdrehen mittels einer geeigneten metallischen Schleifkluppe sowie der beigegebenen Lehre auf den Normaldurchmesser von 0,798 ± 0,001 *cm* gleichmässig zylindrisch zugeschliffen. Die Kugelkontakte werden an beiden Enden zunächst nach der hierfür bestimmten Lehre von 0,500 *cm* Radius vorgedreht bezw. bei glashartem Stahl durch grobes Vorschleifen auf einer Karborundscheibe vorbereitet. Sodann wird die konvexe Fläche mittels einer kupfernen Schleifschale und Schmirgel bezw. Karborundpulver nachgeschliffen; die weitere Bearbeitung mit Polirroth wird meistens unterbleiben können. Die Herstellung der Schleifschalen erfolgt mittels eines Normalkugelfräsers, welcher aus einer der jetzt billig erhältlichen Stahlkugeln gefertigt wird; zur Kontrole können letztere auch beigegeben werden, und zwar Normalkugeln von 1,000 ± 0,001 *cm* oder „Präzisionskugeln" von 1,0000 ± 0,0001 *cm* Durchmesser. Die Kugelkontakte lassen sich in der angegebenen Weise bei rundem, wie auch bei quadratischem Profil schon von weniger Geübten bald herstellen. Durch schwaches Berussen in einer Kerzenflamme erhält man einen bequemen Indikator für die Güte des magnetischen Kontakts zwischen der konvexen Stirnfläche der Probe und dem Konkavschliff der Vollbacke, indem sich bei leichter Berührung die dünne, durchsichtige Russschicht gleichmässig — nicht etwa zonenweise — verreiben lassen soll.

12. Die Kugelkontakte sind nicht nur theoretisch vorzuziehen (Abschn. 21), sondern auch aus folgenden praktischen Gründen empfehlenswerth: Die Probe „zentrirt" sich vollkommen automatisch, auch wenn sie schwach gebogen ist, wie es bei hartem Stahl öfters stattfindet, und einerlei, welches ihr Profil sei. Die Kugelflächen lassen sich zur Härteprüfung nach dem von Hrn. Föppl im Münchener mech.-techn. Laboratorium ausgearbeiteten Hertz-Auerbach'schen Verfahren[3]) vermuthlich ebenfalls

---

[1]) St. Lindeck, Thätigkeitsbericht d. Phys.-Techn. Reichsanstalt. *Diese Zeitschr.* **19.** *S. 244. 1899.* Obiger Widerstand wurde von Hrn. Mechaniker Otto Wolff in Berlin SW, Alexandrinenstr. 14, hergestellt.

[2]) Vgl. E. Orlich, *diese Zeitschr.* **18.** *S. 39. 1898.*

[3]) Vgl. die Literatur bei A. Föppl, *Wied. Ann.* (*Jubelb.*) **63.** *S. 103. 1897*; Baumaterialienkunde, Stuttgart 1898; ferner F. Auerbach, *Wied. Ann.* **66.** *S. 762. 1898.*

verwenden, was bei vielen magnetischen Bestimmungen erwünscht ist. Endlich ergiebt sich auch eine Materialersparniss gegenüber der bei Benutzung der Klemmbacken erforderlichen Gesammtlänge von 33 *cm*[1]).

Die Benutzung der letzteren hat sich inzwischen derartig eingebürgert, dass davon nicht ganz abgesehen werden konnte. Unumgänglich sind sie bei der Untersuchung von Blechbündeln; diese bestehen aus Streifen von 0,707 *cm* Breite, die bis zu ungefähr der gleichen Gesammtdicke aufgestapelt werden; vorher wird die meist vorhandene schwarze Oxydschicht — etwa mittels Karborundpapiers — entfernt. Der Querschnitt wird am bequemsten durch Volumbestimmung in Wasser mittels einer getheilten Bürette oder dergleichen bestimmt; das Blechbündel wird dann auf den hohen Kanten an einzelnen Stellen etwas verlöthet. Ob die einzelnen Streifen vertikal oder horizontal in den Backen eingeklemmt sind, ist praktisch ziemlich unerheblich; theoretisch ist ersteres vorzuziehen. Die einzustellende „lichte" Länge ergiebt sich je nach der Materialsorte aus den weiter unten (Abschn. 28) mitzutheilenden Gesichtspunkten. Die magnetischen Klemm- und Kugelkontakte sind rost-, öl- und staubfrei zu benutzen.

13. Es hat nun zunächst die Einstellung des oder der Kompensationsmagnete zu erfolgen. Hierzu wird ein Stab aus weichem Material eingeklemmt und die Induktion für eine höhere Feldstärke — etwa 150 *C.G.S.* — am schweren Laufgewicht abgelesen, wobei sich dann eine Differenz von etwa 400 *C.G.S.* zwischen beiden Induktionsrichtungen herausstellt. Nach etwa zehnmaligem einleitenden Kommutiren werden der eine oder beide Magnete in den Schieber eingesetzt und dieser unter sinngemässer Verwerthung der Theilung derart justirt, dass die Ungleichseitigkeit der Ablesungen verschwindet. Hierbei muss man sich vor etwaigem einseitigen Verhalten der Probe bezw. des Jochs in Folge vorangegangener stärkerer Magnetisirung hüten. Gehört zur Waage ein geaichter Normalstab, so wird man zugleich eine Kontrole für die Justirung der Regulirschraube erhalten bezw. bei einem nicht plombirten Instrumente die Einstellung derselben derart korrigiren können, dass der Skalenfaktor genau 100 wird (vgl. Abschn. 29).

Behufs genauester Kontrole des Nullpunkts empfiehlt es sich dann, den ganzen Apparat sorgfältig zu entmagnetisiren und der Sicherheit halber das Verfahren nochmals beim Probestab für sich zu wiederholen, indem man die Spule vorn herausrückt; mit gutem weichen Material gelingt es dabei ohne Weiteres, die Induktion unter den Werth 100 *C.G.S.*[2]) herabzudrücken, der keinen messbaren Einfluss auf die Einstellung mehr übt. Unter diesen Umständen soll dann das Joch — wofern beide Laufgewichte genau auf Null zeigen — gerade von der *rechten Regulirschraube R losgerissen* werden; andernfalls wird mittels des Gegengewichts *H* korrigirt. Dieses schon bei geringer Uebung durch das Auge bezw. durch Anlegen der Fingerspitzen scharf konstatirbare Gleichgewichts-Kriterium ist überhaupt maassgebend für alle Ablesungen[3]).

[1]) Die Dimensionen der Stäbe sind in Uebereinstimmung mit den in der Reichsanstalt üblichen; die mit der magnetischen Waage zu prüfenden Stäbe sind auf 35 *cm* Länge und 0,9 *cm* Durchmesser *roh* vorzudrehen und dürfen bei der Messung nicht länger als 33 *cm* sein, weil herausragende Enden Fehler bedingen; vgl. E. Orlich, *diese Zeitschr.* **18.** *40. 1898.*

[2]) Hiervon überzeugt man sich leicht, indem man die Probe ost-westlich in erster Hauptlage einem Taschenkompass nähert; der Induktion 100 entspricht die Magnetisirung 8 *C.G.S.*, und beim Querschnitt 0,5 *qcm* die „Polstärke" 4 *C.G.S.*

[3]) Es empfiehlt sich, hinter der Waage ein beleuchtetes weisses Kartonblatt oder dgl. anzubringen; vgl. auch E. Schmidt, *a. a. O. S. 65.* Die Luftschlitze sind frei von Staub und etwaigen Eisenspänchen zu halten und gegebenenfalls mit dem Tastkeil zu prüfen.

Wenn auch das Gleichgewicht des Jochs an und für sich noch stabil ist — entsprechend der Schwingungsperiode 30 bis 40 Sek. — so wird diese Stabilität beim Magnetisiren doch bald aufgehoben, indem das magnetische Gleichgewicht immer nur ein labiles sein kann.

14. Die Fehler der Strommessung dürfen selbstverständlich die für die Induktion vorgesehene Fehlergrenze nicht überschreiten; je nachdem sind daher Skalen- und Temperaturkorrektionen des Strommessers zu berücksichtigen. Was die Waage selbst betrifft, kommt es auf die Zimmertemperatur kaum an (Abschn. 29); bei Ausdehnung des Feldbereichs über 150 *C.G.S.* empfiehlt sich die Anwendung der Gebläsedüse. Die Behandlung und „magnetische Vorbereitung" der Probe hat nach den hierfür geltenden allgemeinen Gesichtspunkten zu erfolgen; insbesondere sollen bei der Aufnahme zyklischer Induktionskurven mindestens 10 das gleiche Bereich umfassende Kreisprozesse die Messung einleiten, deren jeder nur wenige Sekunden zu beanspruchen braucht. Trotz der Kompensationsmagnete empfiehlt sich immerhin die Bestimmung einer *vollständigen* hysteretischen Schleife durch 40 bis 80 Punkte, je nach der angestrebten Genauigkeit; aus der positiven und negativen Hälfte wird dann das Mittel genommen. Zuweilen kann über die Eintragung einer Ablesung an der quadratischen Skale als $+\sqrt{\mathfrak{B}^2}$ oder $-\sqrt{\mathfrak{B}^2}$ Zweifel entstehen, der dadurch behoben wird, dass einer der beiden Punkte aus der den übrigen Beobachtungen sich anschmiegenden Kurve völlig herausfällt.

Sofern beim Auftragen der Kurven nicht Kath'sche Koordinatennetze auf Pauspapier zur Verwendung gelangen, ist es umgekehrt bequemer die bei der Aichung ermittelten Scheerungslinien auf einem durchsichtigen Blatte (Zeichengelatine, Pauspapier) zur späteren Benutzung einzuzeichnen. Wenn der Normalquerschnitt von 0,500 *qcm* nicht innegehalten werden kann, ist der abgelesene Induktionswerth durch den doppelten Probenquerschnitt zu dividiren; letzterer soll keinenfalls mehr als einige Prozente vom normalen Werthe abweichen; streng genommen hat jene Ordinatenreduktion *nach* der Abszissenscheerung zu erfolgen.

In dem ziemlich ausgedehnten freien Raum zwischen dem Schutzblech und der Grundplatte lassen sich an Stelle der grossen Erregerspule manche andere Spezialvorrichtungen unterbringen, beispielsweise zum Zwecke der Untersuchung des Einflusses hoher oder niedriger Temperaturen, von Zug oder Druck auf die magnetischen Eigenschaften der Probe, deren Länge man dabei auch auf 2π *cm* reduziren kann. Eine solche, von Fall zu Fall verschiedene Anordnung lässt sich der Natur der Sache nach nicht in feste Konstruktionsnormen einzwängen.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

Untersuchungen über das Harfenplanimeter von Mönkemöller.

Von Hamann. *Zeitschr. f. Vermess.* **28.** *S. 549. 1899.*

Das Instrument (vgl. *Zeitschr. f. Vermess.* **24.** *S. 331. 1895*, ferner auch die Genauigkeitsversuche von Hüser in *Zeitschr. f. Vermess.* **25.** *S. 443. 1896*) bewirkt die mechanische Addition (durch eine Rolle) der Mittellinien von Trapezstreifen, in die die zu bestimmende Fläche durch ein Parallelensystem auf Glas zerlegt wird. An drei Probeflächen (Kreis, geradlinig, krummlinig begrenzte Figur) von rund 28 000, 15 000 und 12 000 Nonieneinheiten Fläche findet der Verf. für die Maassstäbe 1 : 2000 und 1 : 2500 des Planes folgende mittlere Flächenfehler (in % der Fläche ausgedrückt, was aber allgemein nicht ohne Weiteres zulässig ist):

Fläche	1	2	3
1 : 2000	± 0,05 %	± 0,09 %	± 0,11 %
1 : 2500	± 0,07 %	± 0,12 %	± 0,14 %

Er hält nach diesen Zahlen das Mönkemöller'sche Planimeter für gleichwerthig mit den Präzisionsplanimetern und hebt als einzigen Uebelstand hervor das mögliche Ueberspringen oder doppelte Zählen einzelner Flächenstreifen. Von Interesse wäre noch gewesen ein Vergleich des Zeitaufwands für die Flächenbestimmung mit diesem Instrument und mit sonstigen Hülfsmitteln. Da der Preis des Instruments sich nicht wesentlich über den des einfachen Polarplanimeters erhebt und jedenfalls beträchtlich unter dem aller Umfahrungs-Präzisionsplanimeter bleibt, so wird es diesem Harfenplanimeter an Käufern immerhin nicht fehlen. *Hammer.*

Ueber drei neuere Auftrageapparate für Polarkoordinaten.

Von G. Jatho. *Zeitschr. f. Vermess.* **28.** *S. 647. 1899.*

Der Verf. beschreibt den „Vollkreistransporteur" von Schlesinger, den Strahlenzieher von Tichy-Hamann und endlich den von Hamann. Bei allen drei Instrumenten ist selbstverständlich auf dem vom Zentrum ausgehenden Lineal der Längenmaassstab für die Vektoren angebracht. Die Art und Weise, wie beim zweiten der genannten Instrumente erreicht ist, dass das Instrument genau um das Zentrum rotirt, obgleich es hier gar nicht festgehalten wird, ist von der Ott'schen Ausführung her bekannnt. Jeder der frühern drei Kegel ist jetzt durch zwei auf einer Achse sitzende scharfe Rollen von ungleichem Durchmesser ersetzt; die drei Achsen sind nach dem Rotationspunkt des Apparats gerichtet. Das Maass der Drehung wird nicht, wie bei sonstigen Auftrageapparaten für Polarkoordinaten, an einem getheilten Kreis, sondern am Zählwerk eines auf der Zeichnungsebene rollenden Rädchens abgelesen. Das dritte der genannten Instrumente ist eine Modifikation des vorigen, bei der das Kegelsystem aufgegeben und wieder durch einen zentralen Stift ersetzt ist; die Winkelmessung durch die Rolle bleibt. Der Apparat wird handlicher und vor allem billiger.

Versuche mit den drei Apparaten gaben für alle befriedigende Genauigkeit; die mittlern Fehler der gemessenen Winkel sind in der obigen Reihenfolge der Instrumente für eine einzelne Messung etwa $\pm 1^1/_2{}'$, $\pm 2'$ und $\pm 1'$. Wenn hiernach das Tichy'sche Instrument als das wenigst genaue erscheint, so kann die Ursache jedenfalls nicht seinem Prinzip zugeschrieben werden; der Ref. hat vor einigen Jahren mit einem ihm von A. Ott persönlich vorgeführten Exemplar der ältern (freilich für weitere Verbreitung zu theuren) Einrichtung bei einigen rasch angestellten Versuchen ganz ausgezeichnete Resultate erhalten, und es ist nicht verständlich, dass gerade dieses Instrument in einer kürzlich erschienenen und sonst z. Th. kaum Nennenswerthes berücksichtigenden Zusammenstellung der Auftrageapparate für rechtwinklige und für Polarkoordinaten fehlt (Schlebach, Kalender für Geometer und Kulturtechniker auf 1900, bearbeitet von Steiff). *Hammer.*

Ueber einen Fehler beim Fadendistanzmesser.

Von C. Pastori. *Rivista di Topogr. e Catasto.* **12.** *1899/1900.*

Der Verf. untersucht eingehend den Fehler, der dadurch entsteht, dass das vom Objektivsystem eines anallaktischen Fernrohrs (eines englischen Tachymeters von Simms) entworfene reelle Lattenbild nicht in der Fadenebene liegt; wie zu erwarten ist, zeigt sich der Fehler in jedem Falle vernachlässigbar klein, und es genügt deshalb diese Notiz über die Untersuchung. *Hammer.*

Quadratnetzstecher.

Von Rödder. *Zeitschr. f. Vermess.* **28.** *S. 559. 1899.*

Diese Notiz giebt einen Nachtrag zu der in der *Zeitschr. f. Vermess.* **27.** *S. 526. 1898* veröffentlichten, über die hier (*diese Zeitschr.* **18.** *S. 387. 1898*) referirt ist. Die Holzplatte ist durch einen aus Messingröhren zusammengefügten Rahmen ersetzt. *Hammer.*

Verbesserungen an dem Apparat zum Schneiden, Schleifen und Poliren genau orientirter Krystallplatten.

Von A. E. Tutton. *Zeitschr. f. Krystallogr. u. Miner.* **31.** *S. 458. 1899.*

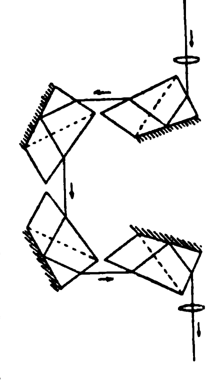
Der ursprüngliche, vom Verf. konstruirte Apparat zum Schleifen genau orientirter Platten und Prismen (*Zeitschr. f. Krystallogr. u. Miner.* **25.** *S. 79. 1895*; vgl. auch *diese Zeitschr.* **16.** *S. 187. 1896*) hat sich während mehrjähriger Anwendung sehr gut bewährt. Die neue Konstruktion unterscheidet sich von der früheren hauptsächlich durch einige bequeme und Zeit sparende Ergänzungsvorrichtungen sowie durch einzelne Verfeinerungen; beispielsweise kann jetzt der Schleiftisch in seiner Ebene bewegt und daher der gebrauchte Theil beträchtlich mehr variirt werden, wodurch allerdings auch eine neue Art der Justirung des Schleiftisches bedingt ist. Die früher dem Tisch beigegebenen Schneide- und Polirscheiben sind um zwei neue vermehrt, nämlich eine Polirscheibe für harte Krystalle und eine solche zum vorläufigen Abschleifen verhältnissmässig grosser, aber weicher Körper; ebenso sind drei neue Krystallhalter und ein besonderer Krystalljustirapparat zur Herstellung von 60°-Prismen aus zerfliesslichen oder sonst leicht veränderlichen Substanzen beigefügt. Endlich sind auch dem Fernrohr noch zwei nach Prof. Mier's Angaben konstruirte Ansätze beigegeben. Der eine derselben besteht aus einem Mikrometerokular mit zwei festen, unter 90° gekreuzten Spinnefäden und einem dritten Faden, welcher sowohl drehbar als auch senkrecht zu seiner Längsrichtung in der Fokalebene beweglich ist. Diese Vorrichtung ermöglicht beispielsweise, bei der Beobachtung des Wachsthums künstlicher Krystalle den geringen Bewegungen des von einer Krystallfläche reflektirten Signalbildes, welche etwa durch eine Störung der thermischen Verhältnisse der Lösung u. dgl. verursacht wird, bequem zu folgen. Der andere Ansatz wird aus zwei durch ein T-Stück verbundenen Linsen gebildet, von welchen die eine vor das Objektiv, die andere vor das Okular zu liegen kommt; er verwandelt das Goniometerfernrohr in ein schwach vergrösserndes Mikroskop, mit Hülfe dessen man sowohl die anvisirte Fläche des Krystalls als auch das von ihr reflektirte Signalbild bequem und scharf einstellen kann.

Dies neue, von Troughton & Simms in London hergestellte Instrument kostet 1800 M.; es soll nicht für den gewöhnlichen Laboratoriumsgebrauch, sondern ausschliesslich als Mittel dienen, Platten, Blöcke und Prismen von höchster erreichbarer Genauigkeit der Orientirung und vollständiger Ebenheit der Oberflächen für den Zweck wissenschaftlicher Untersuchung, ohne Rücksicht auf die Kosten, herzustellen. *Glch.*

Ein Spektroskop mit fester Ablenkung.

Von Ph. Pellin und A. Broca. *Journ. de Phys.* (3) **8.** *S. 314. 1899.*

Damit die Strahlen verschiedener Wellenlänge bei der Minimalablenkung die gleiche Richtungsänderung erfahren, lässt man die Strahlen an einem Spiegel reflektiren, der mit dem Prisma zugleich gedreht wird. Die Verf. haben nun dem Prisma eine solche Form gegeben, dass die Strahlen in demselben einmal total reflektirt werden. Es werden die Kombinationen von zwei, drei und namentlich vier solcher Prismen genauer behandelt. Damit diese vier Prismen die richtige Stellung erhalten, werden ihnen durch einen Mechanismus abwechselnd entgegengesetzte Drehungen ertheilt. Drei von diesen Prismen tragen Reflexionsprismen; durch diese werden die von einem Mikrometer kommenden Strahlen reflektirt, durch ein Prisma mit zwei Spiegelungen in gleiche Höhe mit den Dispersionsprismen gebracht und durch eine Fläche des letzten von diesen in das Objektiv des Beobachtungsfernrohrs reflektirt. Auf diese Weise wird die Ablesungsgenauigkeit in demselben Maasse wie die Dispersion gesteigert. Bei dem ausgeführten Instrument ist die in nebenstehender Figur dargestellte Anordnung angenommen. Zur Aufsuchung einer Stelle im Spektrum kann zunächst nur ein Prisma benutzt werden. *A. K.*



Neue mikroskopische Instrumente und Verfahren.

Von A. C. F. Eternod. *Zeitschr. f. wissenschaftl. Mikroskopie* **15.** *S. 417. 1898/99.*

Der Verf. macht zunächst auf einen von Leitz in Wetzlar gefertigten beweglichen Objekttisch aufmerksam, der in der Länge 62 *mm* und in der Breite 42 *mm* Bewegung besitzt. Sodann hat er sich den Tubus des Greenough'schen binokularen Mikroskops an ein gewöhnliches grosses Mikroskopstativ anpassen lassen, um den Abbe'schen Beleuchtungsapparat verwenden und das Obertheil umlegen zu können. Er zeigt an verschiedenen Beispielen, wie ihm die stereoskopische Beobachtung ermöglichte, die anatomischen Verhältnisse von Embryonen an Serienschnitten mit bisher nicht erreichter Genauigkeit zu studiren. Um genaue parallelepipedische Paraffinblöcke schneiden zu können, hat der Verf. den in nebenstehender Figur abgebildeten Apparat von dem Hülfspräparator E. Jaccard in Genf anfertigen lassen. Der Paraffinblock mit seinem Träger p' wird auf der Drehscheibe E befestigt, welche mit Theilung und Einschnitten, in die die Feder q einschnappt, versehen ist. Die seitliche Verschiebung in der Schlittenführung m mit Theilung n wird durch Drehen der Kurbel o bewirkt und durch die Schraube p arretirt. Das Messer B wird mit den spindelförmigen Enden in die Kerben k gelegt und durch vier Druckschrauben $l'\,l$ in passender Neigung festgestellt. Der Messerhalter gleitet mit den durch die Feder d angedrückten Rollen c an den Säulen a auf und nieder, welche durch die regulirbaren Spanner b unverrückt gehalten werden. Der Verf. beschreibt endlich noch eine einfache Schablone für die Anordnung von Serienschnitten. *A. K.*



Beiträge zur Photometrie des Himmels.

Von C. Jensen. *Schriften des Naturw. Vereins für Schleswig-Holstein.* **9.** *S. 282. 1898;* Auszug in *Meteorolog. Zeitschr.* **16.** *S. 447, 488. 1899.*

Auf Anregung von Prof. L. Weber in Kiel hat der Verf. mit dem Weber'schen Milchglasphotometer polarimetrische und photometrische Messungen des Himmelslichtes angestellt. Das benutzte Instrument in seiner neuen Montirung mit Lummer-Brodhun'schem Würfel und vorgeschalteten Nicols ist in *dieser Zeitschr.* **11.** *S. 6. 1891* von Weber schon genau beschrieben und abgebildet; es ist hier auch angegeben, wie man mit Hülfe desselben die Richtung und Stärke der Polarisation bestimmt. Korrektionen wegen Verschiebung der Polarisationsrichtung während der Messung, sowie wegen nicht völliger Genauigkeit des Cosinusquadrat-Gesetzes erwiesen sich als belanglos für die Ergebnisse. Das Weber'sche Photometer für Helligkeitsmessungen des partiell polarisirten Lichtes ist ebenfalls in der angegebenen älteren Arbeit beschrieben. Die Konstanten der Photometerplatten sind nach den gebräuchlichen Methoden bestimmt. Als Einheit der Flächenhelligkeit wurde die neue sekundäre Einheit gewählt, d. i. $^1/_{10000}$ der Helligkeit derjenigen Fläche, von welcher 1 cm^2 eben so viel Licht senkrecht aussendet, wie die Amylazetatlampe in horizontaler Richtung.

Im Gegensatz zu früheren Beobachtern, welche Punkte maximaler und minimaler Polarisation aufsuchten, hat Verf. sich auf die Bestimmung der Polarisation im Zenith beschränkt. Die Orientirung des Apparates ist hier besonders einfach, da — abgesehen von störenden Einflüssen durch Wolken — die Hauptpolarisationsebene mit dem Sonnenvertikal zusammenfällt. Gleichzeitig wurden Helligkeitsmessungen im Zenith in den Spektralbezirken Roth und Grün vorgenommen. Die Versuche, auch die Grösse des polarisirten Antheils des Himmelslichtes für rothe und grüne Strahlen getrennt zu bestimmen, wurden bald wieder aufgegeben, da sich keine sicher nachweisbaren Unterschiede ergaben.

Aus der Diskussion der in Kiel angestellten Beobachtungen, welche übrigens nicht vollständig durchgeführt und gerade in Betreff der Beziehung zu verschiedenen meteorologischen Einflüssen erst für später in Aussicht gestellt ist, möge das Folgende hervorgehoben werden.

In erster Linie ist die Polarisation im Zenith vom Sonnenstande abhängig; sie steigt von 0,103 bei einem Sonnenstande von 54° bis auf 0,718 bei — 2° Sonnenstand, und sinkt dann wieder. Das Maximum bei — 2° (statt bei 0°) hängt wahrscheinlich damit zusammen, dass der Babinet'sche Punkt gleich nach Sonnenuntergang sich der Sonne für kurze Zeit nähert. Ein täglicher Gang (Minimum Mittags gegen 2^h, Maximum vor Sonnenuntergang) ist besonders im Sommer ausgeprägt. Das Mittagsminimum der Polarisation scheint mit dem Bewölkungsmaximum um diese Zeit zusammenzuhängen. Nebel, Rauch und Wolken erniedrigen die Polarisation sehr merkbar, und zwar manchmal schon dann, wenn die störenden Einflüsse für das Auge noch nicht wahrnehmbar sind. Eine deutliche Beziehung zwischen Polarisation und Helligkeit im Zenith liess sich nicht feststellen. Die Helligkeit im Zenith nimmt von 0° bis 45° Sonnenhöhe für Roth von 1,11 bis 17,51, für Grün von 5,46 bis 82,68 sekundären Einheiten zu; das Verhältniss beider Helligkeiten beträgt ungefähr 5.

Sg.

Ueber eine Bestimmung des Energieverlustes in Kondensatoren.

Von E. B. Rosa und A. W. Smith. *Phil. Mag.* **47.** *S. 19 u. S. 222. 1899; Phys. Rev.* **8.** *S. 79. 1899.*

Legt man an einen Kondensator eine Wechselspannung, so tritt im Kondensator ein Energieverlust auf, der sich durch Erwärmung des Dielektrikums kundgiebt. Während der entstehende Wechselstrom bei einem „reinen" Kondensator gegen die angelegte Spannung eine Phasendifferenz von genau 90 Grad besitzt, wird dieser Winkel durch den Energieverlust verkleinert. Da nun Phasenverschiebungen von nahezu 90 Grad schwer zu messen sind, so schalten Rosa und Smith hinter den Kondensator eine Selbstinduktionsrolle ohne Eisenkern und geben letzterer eine solche Grösse, dass sie mit dem Kondensator zur Resonanz kommt. Alsdann kann man die im Stromkreis verbrauchte Energie durch ein Wattmeter genau messen und erhält nach Abzug der durch den ohmischen Widerstand vernichteten Energie die im Kondensator verbrauchte Energie. Gleichzeitig erreicht man durch diese Anordnung, dass die im Wechselstrom enthaltenen Oberschwingungen gedämpft werden, da die Resonanz nur für die Grundperiode gilt, sodass man dadurch nahezu Sinusströme erhält; schliesslich kann man mit einer ziemlich niedrigen Betriebsspannung eine viel höhere Spannung an den Polen des Kondensators erzielen. So betrug in einem Falle bei einer Betriebsspannung von 50 Volt die Spannung am Kondensator 2250 Volt. Anstatt Kondensator und Selbstinduktion hintereinander zu schalten, kann man sie auch parallel zu einander anordnen und zur Resonanz bringen. Da nun der Kondensator ein Apparat ist, der eine gewisse Menge von Energie in sich aufnimmt, aber nur einen Theil derselben wieder abgiebt, so kann man von einem „Wirkungsgrad" desselben sprechen. Rosa und Smith definiren diesen Wirkungsgrad durch folgende Gleichung:

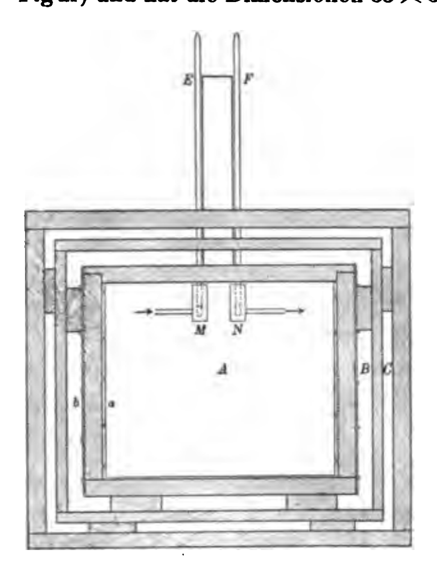
$$E = \frac{\text{Aufgespeicherte Energie minus Energieverlust}}{\text{Aufgespeicherte Energie}}.$$

Bedeutet φ die Phasenverschiebung des Ladungsstromes gegen die Spannung, so wird auf theoretischem Wege gefunden $E = 1 - \pi \operatorname{ctg} \varphi$.

Es werden zunächst Messungen an einem Satz von Kondensatoren mitgetheilt, die aus Stanniol und Papier hergestellt waren; das Papier war mit einer Mischung von Bienenwachs und Kolophonium getränkt. Bei Temperaturen zwischen 30 und 50 Grad und bei Spannungen zwischen 700 und 900 Volt liegen die Wirkungsgrade zwischen 90 und 94 %.

Um diese mit dem Wattmeter gewonnenen Resultate zu bestätigen und auch Versuche an Paraffin-Kondensatoren, für die diese Methode wegen des geringen Energieverlustes zu ungenau wird, anzustellen, haben die Verfasser eine zweite, kalorimetrische Methode ausgearbeitet.

Das eigentliche Kalorimeter ist der innerste von drei konzentrischen Kästen A (vgl. die Figur) und hat die Dimensionen $33 \times 30 \times 10$ *cm*. Es besteht aus Holz und ist innen und aussen mit einem Kupfermantel $a\,b$ versehen. Das Prinzip des Kalorimeters besteht darin, jeden Gewinn oder Verlust an Wärme durch die Wände des Gefässes zu verhüten und alle im Kalorimeter erzeugte Wärme durch einen Wasserstrom wegzuführen. Um die Temperaturgleichheit des inneren und äusseren Kupfermantels beurtheilen zu können, dient ein Differenzial-Luftthermometer. Die Arme dieses Luftthermometers bestehen aus je einem Kupferrohr von 4 *m* Länge und 4 *mm* Durchmesser und sind auf den inneren und äusseren Mantel aufgelöthet. Das eine Ende jeden Armes ist verschlossen, während die beiden anderen durch ein an der Aussenseite liegendes U-Rohr verbunden sind; in diesem Rohr befindet sich etwas Kerosinöl, sodass Temperaturdifferenzen zwischen den Kupfermänteln durch Verschiebungen dieser Flüssigkeitssäule angezeigt werden. Um Temperaturgleichheit zu erzielen, ist im Luftraum B und C je eine Heizspule untergebracht. Für gewöhnlich wurde die Temperatur des Kalorimeters etwas höher gewählt als die der äusseren Luft. Durch Thermometer wurde die Temperatur von A, a, b und C gemessen.



Um die im Kalorimeter erzeugte Wärme wegzuführen, dient ein Kupferrohr, durch welches Wasser geleitet wird. In der Kammer A befinden sich drei Kupferplatten, auf welche je 4 Meter Kupferrohr gelöthet sind. Platten und Rohre sind geschwärzt. Aus einem grossen Reservoir fliesst Wasser durch diese Röhren mit konstanter Geschwindigkeit in das Kalorimeter und nimmt die daselbst erzeugte Wärme auf. Zwei Thermometer E und F, deren Gefässe in zwei Höhlungen M und N in der hölzernen Kalorimeterwand stecken, messen die Temperatur des ein- und austretenden Wassers. Diese Temperaturen werden so gewählt, dass die Temperatur des Kalorimeters ungefähr in der Mitte zwischen beiden liegt. Das mit konstanter Geschwindigkeit fliessende Wasser wird in Literflaschen aufgefangen und die Zeit, die zur Füllung solcher Flasche nöthig ist, gemessen. Die Geschwindigkeit des Ausfliessens wird so geregelt, dass der Index des Luftthermometers in seiner Nulllage verharrt.

Um die Brauchbarkeit des Kalorimeters zu prüfen, wurde die in einem bekannten Widerstand durch einen konstanten Strom erzeugte Wärme gemessen. Während die elektrische Messung 12,34 Watt ergab, zeigte das Kalorimeter 12,37 Watt. Bei den Messungen wurde wiederum hinter den Kondensator eine Selbstinduktionsspule geschaltet, um annähernd Sinusströme zu erhalten. Die Spannung wurde mit einem Elektrometer, der Strom mit einem Siemens'schen Dynamometer gemessen. Die Art der Messung geht aus dem Protokoll des folgenden Beispiels hervor:

Temperatur des Kondensators a	Periode in Sek. für je 1000 Gramm Wasser b	Temperatur des einfliessenden Wassers c	Temperatur des ausfliessenden Wassers d	Temperaturzuwachs $d-c$	Aequivalente Watt (Mittelwerth) $e = \frac{(d-c)\,1000}{b} \times 4{,}1972$
	1653	17,65	21,58	3,93	
	1707	17,71	21,62	3,91	
40°	1747	17,70	21,66	3,96	9,54
	1803	17,68	21,69	4,01	
	1830	17,63	21,66	4,03	
Periodenzahl f	E.M.K. in Volt g	Strom in Amp. h	$E \times J$ $g \times h$	$\cos\varphi$ $e : g \times h$	Wirkungsgrad $1 - \pi \operatorname{ctg} \varphi$
140	805	0,445	358	0,0266	91,63%

Es wurden zunächst durch die kalorimetrische Methode die durch frühere Versuche gefundenen Resultate an denselben sechs Kondensatoren mit einem Dielektrikum aus Wachs und Kolophonium bestätigt. Insbesondere wurde festgestellt, dass der Energieverlust mit steigender Temperatur zunimmt, bei etwa 40° ein Maximum erreicht, um dann wieder abzunehmen. Versuche, die über die Abhängigkeit der Grösse des Rückstandes von der Temperatur angestellt wurden, ergaben, dass das Maximum für die Rückstandsladung bei derselben Temperatur liegt.

Weiter wurden Messungen angestellt mit einer Reihe von Kondensatoren, deren Dielektrikum aus paraffinirtem Papier besteht. Bei den mitgetheilten Versuchen schwankte die angewandte elektromotorische Kraft zwischen 778 und 1659 Volt, die Wechselzahl betrug 28, 120 oder 140. Der Wirkungsgrad lag zwischen 98,55 und 99,26%. *E. O.*

Die Durchlässigkeit von Flüssigkeiten gegen Hertz'sche Wellen.

Von E. Branly. *Compt. rend.* ***129.*** *S. 672. 1899.*

Branly benutzt zu seinen Versuchen einen würfelförmigen Kasten von 60 *cm* Seitenlänge. Der Kasten ist oben offen, drei Seitenwände bestehen aus Glasplatten, die in ein Zinkgerippe eingelassen sind; die vierte Wand wird durch eine dicke Zinkplatte mit einer zentralen Oeffnung gebildet; diese Oeffnung führt zu einem Holzkasten, der in das Innere des grösseren Kastens hineinragt und zur Aufnahme des Empfängers für Hertz'sche Wellen dient. Die Oeffnung ist 20 cm^2 gross und kann durch einen Metalldeckel mittels acht Schrauben fest verschlossen werden. Der Geber wurde derjenigen Glaswand gegenübergestellt, welche der ganz aus Metall bestehenden Wand gegenüberliegt. Die Versuche wurden je nach der Absorption der zu untersuchenden Substanz, womit der Kasten angefüllt war, mit einem stärker oder einem schwächer wirkenden Geber angestellt. Als Empfänger diente ein Kohärer, der ein Läutewerk auslöste. Der Geber wurde soweit entfernt, dass er eben noch im Stande war, auf den Empfänger zu wirken, alsdann wurde der Abstand des Gebers von der vorderen Glaswand gemessen. Es ergab sich, dass die Absorption von Luft und mineralischem Oel (Valvolinöl) verhältnissmässig gering, diejenige von destillirtem oder Quellwasser erheblich stärker ist. Wurden in dem 185 Liter fassenden Gefäss 2 *kg* Seesalz gelöst, so vermochte die 20 *cm* dicke Schicht sämmtliche Strahlen zu absorbiren. Etwas geringer, aber immer noch sehr stark ist die Absorption der Sulfate von Zink, Natrium und Kupfer. *E. O.*

Neu erschienene Bücher.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. 4 Bde. 1. Bd.: Einführung in die Mechanik. 8°. XV, 412 S. m. 78 Holzschn. 1898. 3. Bd.: Festigkeitslehre. 488 S. m. 70 Holzschn. 1897. Leipzig, B. G. Teubner. Geb. in Leinw. Bd. 1: 10,00 M.; Bd. 3: 12,00 M.

Der Verfasser hat die Herausgabe seiner Vorlesungen über technische Mechanik mit dem dritten Bande, der Festigkeitslehre, begonnen. Der Anlass, gerade mit diesem zuerst an die Oeffentlichkeit zu treten, lag zum Theil in der Aufforderung der Mathematikerver-

sammlung zu Braunschweig an ihn, ein Buch auszuarbeiten, das zur Einführung des Mathematikers in die technische Mechanik dienen könne.

Nachdem im ersten Abschnitt allgemein gültige Untersuchungen über die Gleichgewichtsbedingungen zwischen den Spannungskomponenten angestellt sind, werden im zweiten Abschnitt im Besondern die elastischen Formänderungen und die Beanspruchungen des Materials behandelt. Obgleich das Hooke'sche Gesetz, nach welchem die Formänderung der Spannung proportional ist, nicht streng gültig ist, wird es doch der weiteren Betrachtung zu Grunde gelegt, weil andere komplizirtere Gesetze die Rechenschwierigkeiten sehr erhöhen würden. Der folgende Abschnitt wendet sich zu der Biegung des geraden Stabes, zur Ableitung der Gleichung der elastischen Linie und zur Berechnung von Trägern. Hieran schliessen sich Sätze über die bei der Formänderung des beanspruchten Stabes verrichtete Arbeit, Untersuchungen über die Stäbe mit gekrümmter Mittellinie und über Stäbe, die auf nachgiebiger Unterlage ruhen, wie z. B. die Eisenbahnschwellen. Nachdem weiter die Festigkeit ebener Platten, die an ihrem Umfange unterstützt sind, und die Festigkeit von Gefässen behandelt ist, werden die Theorien der auf Torsion beanspruchten Wellen und die der Torsionsfedern gegeben und die Formeln für die Knickfestigkeit langer Stäbe entwickelt. Den Schluss des Bandes bilden die Grundzüge der mathematischen Elastizitätslehre.

Auf den dritten Band hat der Verfasser den ersten, Einführung in die Mechanik, folgen lassen. Er soll die wichtigsten grundlegenden Begriffe, die sich auf sie unmittelbar stützenden Sätze und eine Reihe einfacher Anwendungen geben, die z. Th. in den anderen Bänden noch ausführlicher behandelt werden. Der Band beginnt mit der Bewegung des materiellen Punktes und geht dann zur Bewegung des starren Körpers, dem Gleichgewicht und der Zusammensetzung von Kräften an demselben über. Der folgende Abschnitt giebt Definition und Ermittelung des Schwerpunkts, die Guldin'sche Regel, den Satz von der Bewegung des Schwerpunktes und die lebendige Kraft eines starren Körpers. Es schliesst sich daran eine Untersuchung über die Aufspeicherung der mechanischen Energie im Schwungrade und im Gestänge einer Dampfmaschine und über das Wandern der Energie zwischen den einzelnen Theilen der Maschine. In den folgenden Kapiteln wird die Reibung, die Elastizität in kurzem Abriss und der Stoss fester Körper unter Anderem mit Anwendung auf Schlagwerk und Ramme behandelt. Die Mechanik flüssiger Körper beschliesst den Band.

Beide Bände, denen noch eine Zusammenstellung der wichtigsten Formeln zugefügt ist, zeichnen sich durch grosse Einfachheit und Klarheit der Darstellung aus. Das Verständniss wird ausserdem durch eine Reihe durchgerechneter Beispiele aus dem Bereiche der Technik wesentlich gefördert. *Kr.*

A. Kneser, Lehrb. d. Variationsrechnung. gr. 8°. XV, 311 S. m. 24 Fig. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 8,00 M.

E. v. Lommel, Lehrb. d. Experimentalphysik. 6. Aufl. Hrsg. v. Prof. Dr. Walter König. gr. 8°. X, 574 S. mit e. Portr., 430 Fig. im Text u. 1 farb. Spektraltaf. Leipzig, J. A. Barth. 6,40 M.; geb. in Leinw. 7,20 M.

S. P. Thompson, Michael Faraday's Leben u. Wirken. Uebers. v. Agathe Schütte u. Dr. Heinr. Danneel. Lex. 8°. XVI, 234 S. mit e. Portr. u. 22 in den Text gedr. Fig. Halle, W. Knapp. 8,00 M.

S. P. Thompson, *Polyphase electric currents and Alternate-current Motors.* 2., vermehrte Aufl. 8°. VIII, 508 S. m. 8 Taf. u. 357 Fig. Geb. in Leinw. 21,60 M.

V. Bjerknes, Vorlesgn. üb. hydrodynam. Fernkräfte nach C. A. Bjerknes' Theorie. 1. Bd. Lex. 8°. XVI, 338 S. m. 40 Fig. Leipzig, J. A. Barth. 10,00 M.; geb. in Leinw. 11,50 M.

E. Mach, Die Prinzipien d. Wärmelehre. Historisch-kritisch entwickelt. 2. Aufl. gr. 8°. XII, 484 S. m. 105 Fig. u. 6 Portr. Leipzig, J. A. Barth. 10,00 M.; geb. in Leinw. 11,00 M.

E. Saint-Edme, *Catéchisme d'Électricité pratique.* 2. Ausg. 12°. Mit 73 Fig. Paris 1900. Kart. 2,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. H. Landolt, Vorsitzender, Prof. Dr. A. Westphal, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. E. Abbe, Dr. H. Krüss.

Redaktion: Prof. Dr. St. Lindeck in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **Mai 1900.** Fünftes Heft.

Magnetische Präzisionswaage.

Von
Prof. Dr. H. du Bois in Berlin.

(Fortsetzung von S. 121.)

C. Theorie der Präzisionswaage.

15. Der magnetische Kreis der Waage soll nun im Lichte der Hopkinson'schen Theorie betrachtet werden, wobei sich indessen der überwiegende Theil der Diskussion allgemein auf jede Form der Jochanordnung anwenden lässt; gerade bei der Beschreibung der Jochmethode seitens ihres Urhebers lässt sich der Kern jener Betrachtungsweise bereits herausschälen[1]). Die Fragestellung erfordert bekanntlich die explizite Aufstellung der Beziehung zwischen dem mittleren Induktionsfluss in der Probe und der gesammten magnetomotorischen Kraft der Erregerspule[2]). Letztere ist proportional der Anzahl *gleichsinnig* vom Strome durchflossener — und daher unlöslich mit dem magnetischen Kreise „verketteter" — Windungen, d. h. es ist

$$M = 0{,}4\,\pi\, I\, \Sigma n \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Σn bedeutet die algebraische Summe der Windungszahlen, wobei diese positiv oder negativ zu zählen sind, je nach dem Sinne des sie durchfliessenden Erregerstromes. Nach Abschn. 7 ist für die innere Theilspule $n' = 2400$, für die äussere $n'' = 400$, somit $\Sigma n = n' - n'' = 2000$ und daher

$$M = 8\pi \times 100\, I \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

16. Falls eine Spule aus unendlich dünnem Drahte unmittelbar auf ihren Kern gewickelt werden könnte, wäre ihre „Gesammtwindungsfläche" gleich dem Produkt aus dem Probenquerschnitt S_1 in die gesammte Windungszahl Σn. Wegen der Unausführbarkeit einer solchen Bewickelung wirkt jede Spule nicht nur magnetomotorisch auf ihren Kern, sondern sie erzeugt ausserdem einen eigenen, ihrer überschüssigen Windungsfläche proportionalen Induktionsfluss, der in manchen Fällen zu berücksichtigen oder womöglich zu kompensiren ist. Bezeichnet man nun die algebraische Summe — im obigen Sinne — aller Einzelwindungsflächen der Erreger-

---

1) J. Hopkinson, *Phil. Trans.* **176.** *II. S. 455. 1885;* die bekanntere Anwendung auf Dynamomaschinen erfolgte etwas später, *Phil. Trans.* **177.** *I. S. 331. 1886.* Die mathematischen Grundlagen dieser Methode sowie ihre Beziehungen zur hergebrachten Potentialtheorie habe ich neuerdings diskutirt, H. du Bois, *Jahresber. d. deutsch. Mathematiker-Vereinig.* **7.** *S. 90. 1898.*

2) *Bezeichnungen:* 𝔊 Induktionsfluss; 𝔅 Induktion; ℑ Magnetisirung; ℌ Feldintensität; M magnetomotorische Kraft; X magnetischer Ausbreitungswiderstand; ν Streuungskoeffizient; I Stromstärke (in Ampere); n Windungszahl; S Querschnitt bezw. S_w Windungsfläche; L Länge; L'_1 „lichte" und $\bar{L}_1$ mittlere bezw. „virtuelle" Stablänge; r Radius der Probe. — Mittelwerthe werden durch Balken über den Buchstaben gekennzeichnet.

spule mit ΣS_w, so muss behufs Kompensation diese resultirende Gesammtwindungsfläche

$$\Sigma S_w = S_1 \Sigma n$$

sein. Im vorliegenden Falle ist $\Sigma n = 2000$ und $S_1 = 0{,}500$ *qcm*; die beiden Theilspulen sind nun derart dimensionirt, dass $\Sigma S'_w = +13600$ *qcm* und $\Sigma S''_w = -12600$ *qcm* ist; somit wird obiger Bedingungsgleichung Genüge geleistet.

Falls übrigens $\Sigma S'_w = -\Sigma S''_w$, daher $\Sigma S_w = 0$ wäre, so würde man mit der Waage nicht die Gesammtinduktion $\mathfrak{B} = 4\pi\mathfrak{J} + \mathfrak{H}$, sondern nur ihr, der Magnetisirung proportionales Hauptglied $4\pi\mathfrak{J}$ messen[1]). Ich habe mich indessen beim vorliegenden Apparat für Erstere, als das heute allgemein übliche Messobjekt, entschieden. Derartige magnetomotorische Kompensationsspulen mit beschränkter bezw. genau aufgehobener oder gar negativer Windungsfläche dürften sich auch in manchen anderen Fällen brauchbar erweisen[2]).

17. Der magnetische Kreis der Waage lässt sich in acht Einzeltheile zerlegen; es bezeichne S deren Querschnitte, $\overline{L}$ die auf sie entfallenden mittleren Wegstrecken der Induktionslinien:

1. Ein *Probestab*: $\overline{L}_1 = 8\pi$ *cm*; $S_1 = 0{,}500$ *qcm*.
2. Zwei *Kugelkontakte*: $\overline{L}_2 < 0{,}001$ *cm*; $S_2 = 0{,}628$ *qcm*; ν_2, Streuungskoeffizient.
3. Zwei *Ausbreitungswiderstände* X_3, von den Konkavschliffen durch die Stahlgusssockel bis zu ihren oberen Kreisflächen gerechnet.
4. Zwei *Luftschlitze*: $\overline{L}_4 = 0{,}025$ *cm*; $S_4 = 18{,}1$ *qcm*; ν_4, Streuungskoeffizient.
5. Ein *Joch*: $\overline{L}_5 = 38$ *cm* ungefähr; $S_5 = 20$ *qcm* im Mittel.

$\overline{\mathfrak{G}}_1 = \overline{\mathfrak{B}}_1 S_1$ sei der mittlere Induktionsfluss in der Probe, welchem derjenige in den Sockeln und im Joche gleich zu erachten ist, ohne dass dadurch ein erheblicher Fehler bedingt wäre. $\overline{\mathfrak{H}}_1 = f_1(\overline{\mathfrak{B}}_1)$ sei die unbekannte Funktion, welche durch die zu ermittelnde Induktionskurve der Probe invers dargestellt wird. Mit f_5 sei die entsprechende Funktion für das Joch bezeichnet. Die Hopkinson'sche Grundgleichung lautet dann

$$M = F(\overline{\mathfrak{G}}_1) = \overline{L}_1 f_1\left(\frac{\overline{\mathfrak{G}}_1}{S_1}\right) + 2\overline{L}_2 \frac{\overline{\mathfrak{G}}_1}{\nu_2 S_2} + 2X_3\overline{\mathfrak{G}}_1 + 2\overline{L}_4 \frac{\overline{\mathfrak{G}}_1}{\nu_4 S_4} + \overline{L}_5 f_5\left(\frac{\overline{\mathfrak{G}}_1}{S_5}\right) \quad . \quad . \quad 3)$$

Setzt man für M den Ausdruck 2) so wird nach Division durch $\overline{L}_1 = 8\pi$

$$f_1(\overline{\mathfrak{B}}_1) = 100\,I - \left\{\frac{\overline{L}_2\overline{\mathfrak{G}}_1}{4\pi\nu_2 S_2} + \frac{X_3\overline{\mathfrak{G}}_1}{4\pi} + \frac{\overline{L}_4\overline{\mathfrak{G}}_1}{4\pi\nu_4 S_4} + \frac{\overline{L}_5}{8\pi} f_5\left(\frac{\overline{\mathfrak{G}}_1}{S_5}\right)\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

18. Bei Anwendung der kurzen Spule (Abschn. 8) ist $n' = 600$, $n'' = 100$, $\Sigma n = n' - n'' = 500$, mithin $M = 2\pi \times 100\,I$, während $\overline{L}_1$ alsdann auf 2π *cm* normirt ist. Wie leicht zu ersehen, ergiebt sich für diesen Fall auch die Gleichung 4); nur ist der Klammerausdruck viermal grösser; es tritt ausserdem noch ein Glied hinzu, welches sich auf die beiden konischen Verlängerungsstücke zwischen Probe und Sockel bezieht.

Bezeichnet man nun jenen Klammerausdruck kurz mit $\delta\mathfrak{H}$, so wird die Gleichung

$$\delta\mathfrak{H} = \mathfrak{F}(\overline{\mathfrak{B}}_1)$$

den analytischen Ausdruck der instrumentellen Scheerungslinie bilden; da die sich auf die Probe selbst beziehende Funktion f_1 darin nicht enthalten ist, kann sie nur von den Dimensionen des Instruments und den durch f_5 ausgedrückten magnetischen

[1]) In der technischen Literatur zuweilen als metallische Induktion oder „Eisendichte" bezeichnet.

[2]) Die bei magnetometrischen Arbeiten zuweilen benutzten Kompensationsspulen dienen einem verwandten Zwecke, d. h. sie heben die eigene Fernwirkung der Erregerspule auf.

Eigenschaften des Jochs sowie von denjenigen der Sockel abhängen. Bei der Präzisionswaage muss demnach die Scheerungslinie theoretisch unabhängig von der Art des untersuchten Materials sein, was sich auch experimentell bestätigen liess (Abschn. 26).

Aus dem Vorigen ergiebt sich, dass der Divisor $\overline{L}_1$ im richtigen Verhältniss zur Windungszahl — dem Hauptfaktor der magnetomotorischen Kraft — stehen muss, falls sich als „Stromfaktor" 100 bezw. eine andere runde Zahl ergeben soll[1]).

19. Für die Beurtheilung der Konstruktion ist die ungefähre Kenntniss des Beitrages der einzelnen Theile zur Scheerung erwünscht. Es wurde daher für die Induktion $\mathfrak{B}_1 = 10\,000$ *C.G.S.* eine Näherungsrechnung durchgeführt, indem die oben angegebenen Zahlenwerthe eingesetzt wurden; dabei war $\mathfrak{S}_1 = 10\,000 \times 0{,}5 = 5000$, $\nu_4 = 1{,}07$[2]) und (nach Abschn. 28) $\overline{L}_2 = 0{,}0006$ *cm* und $\nu_2 = 1{,}00$ zu setzen. Einer für den in Betracht kommenden niedrigen Induktionsbereich des Jochmaterials vorliegenden aufsteigenden Kommutirungskurve konnte f_5 entnommen werden, während der Ausbreitungswiderstand auf Grund der Betrachtungen des nachstehenden Abschnitts auf den Werth $X_3 = 0{,}0007\ cm^{-1}$ geschätzt werden konnte. Es ergaben sich folgende Werthe für die vier Glieder des Klammerausdrucks in 4)

$$\begin{array}{l} \quad\ \text{Nr.}\quad 2 \qquad\ 3 \qquad\ 4 \qquad\ 5 \\ \delta\mathfrak{H} = \left\{0{,}38 + 0{,}28 + 0{,}52 + 0{,}84\right\} = 2{,}02\ C.G.S. \end{array}$$

Daher wird

$$f_1\,(10\,000) = 100\,I - 2{,}0\,.$$

Dieses theoretische Ergebniss ist in Uebereinstimmung mit der experimentell ermittelten Scheerung (Abschn. 26). Wie ersichtlich, vertheilt sich der Gesammtbetrag mehr oder weniger gleichmässig über die durch die einzelnen Glieder dargestellten Scheerungsantheile, was auch konstruktiv am meisten zu empfehlen sein dürfte. Der Scheerungsbetrag für Induktionswerthe, welche 10 000 bis 12 000 *C.G.S.* übertreffen, lässt sich experimentell nur sehr ungenau ermitteln; theoretisch sind die Glieder unter Nr. 2 und 4 der Induktion offenbar proportional; das Glied 5 nimmt etwas *langsamer* zu, weil die Permeabilität des Joches fortwährend ansteigt; übertrifft doch dessen Induktion niemals 500 *C.G.S.* Der Ausbreitungswiderstand 3 wächst dagegen zuletzt *rascher* als die Induktion, sodass er schliesslich die anderen Glieder übertrifft.

20. Ueber elektrische Ausbreitungswiderstände liegen bekanntlich viele theoretische und experimentelle Untersuchungen vor[3]). Diese lassen sich ohne Weiteres auf den analogen magnetischen Fall übertragen, sofern man sich nur auf das Anfangsbereich mit konstanter Permeabilität beschränkt; im Allgemeinen ist das magnetische Problem einer strengen Behandlung weniger zugänglich als das elektrische, für

---

[1]) Für die ältere Waage war bei 100 Spulenwindungen aus praktischen Gründen die Stablänge $\overline{L}_1$ auf etwas mehr als 4π *cm* normirt; die Scheerungslinien waren nicht unabhängig vom untersuchten Material. Wird mit einem unzutreffenden Stromfaktor gerechnet, so kann man scheinbar die eigenthümlichsten Scheerungsgebilde erhalten, weil jene Zahl mit dem Scheerungsbetrag in der Weise zusammenhängt, dass beide die Abszissen der Induktionskurven bestimmen: Auf- und absteigender Scheerungsast erscheinen zuweilen vertauscht, gekreuzt, schneiden die Ordinatenachse bezw. ihr parallele Geraden mehrfach oder fallen für gewisse Materialproben nahe mit ihr zusammen, während sie für andere wieder erheblich abweichen. Uebrigens können die Scheerungslinien ebensogut durch Ordinatenfehler — etwa in Folge Rechnung mit einem falschen Skalenfaktor — beeinflusst werden, sofern man überhaupt jede beliebige Abweichung ohne kritische Diskussion der sie bedingenden Ursache durch entsprechende Scheerung zum Ausdruck gelangen lässt.

[2]) Vgl. die empirische Streuungsformel bei H. du Bois, Magnetische Kreise. Berlin 1894. *§ 90.*

[3]) Lord Rayleigh, *Phil. Trans.* **161.** *I. S. 99. 1871; Phil. Mag.* (4) **44.** *S. 344. 1872; Proc. Math. Soc. London* **7.** *S. 74. 1876; Theory of Sound 2. Bd. S. 295. London 1878.* — Vgl. die Zusammenstellung der übrigen Literatur bei E. Dorn, *diese Zeitschr.* **13.** (*Anhang z. Februarheft*) *S. 23. 1893.*

welches sich übrigens auch nur untere und obere Grenzwerthe berechnen lassen. Indessen führen hier nicht wiederzugebende Ueberlegungen, ähnlich den Rayleigh'schen, zu Ergebnissen, die einen für den vorliegenden Zweck genügenden Einblick in den Verlauf der Ausbreitung des Induktionsflusses gewähren; sie gelten zunächst nur angenähert und zwar für weichen Stahlguss oder ähnliches Material.

Bei einer Konfiguration, welche etwa der Mündung eines Quecksilberwiderstandes analog und in Fig. 3 (untere Hälfte) dargestellt ist, wird der absolute Ausbreitungswiderstand X anfangs bei schwacher Magnetisirung von der Ordnung

$$X = \frac{0{,}001}{r} \, cm^{-1}.$$

Bei zunehmender Induktion im Zylinder P nimmt X im Gebiete maximaler Permeabilität bis auf etwa ein Drittel jenes Werthes ab, um darauf allmählich zu steigen und im Sättigungsbereich seinen Anfangswerth wieder zu erreichen bezw. sogar zu übertreffen; das entsprechende Scheerungsglied 3 folgt dem geschilderten Verlauf und ist ausserdem nach obiger Formel umgekehrt proportional dem Stabdurchmesser $2r$. Will man dagegen den Ausbreitungswiderstand als äquivalenten Zylinderabschnitt, und zwar, wie üblich, in Bruchtheilen seines Radius ausdrücken, so beträgt er anfangs, wie beim elektrischen Analogon, $0{,}8\,r$; darauf steigt er aber bis zu etwa $2\,r$ und nimmt dann allmählich ab; beim Induktionswerthe 15 000 $C.G.S.$ erreicht er wieder ungefähr seinen Anfangswerth, um schliesslich im Sättigungsbereiche bis auf etwa $0{,}3\,r$ abzunehmen.

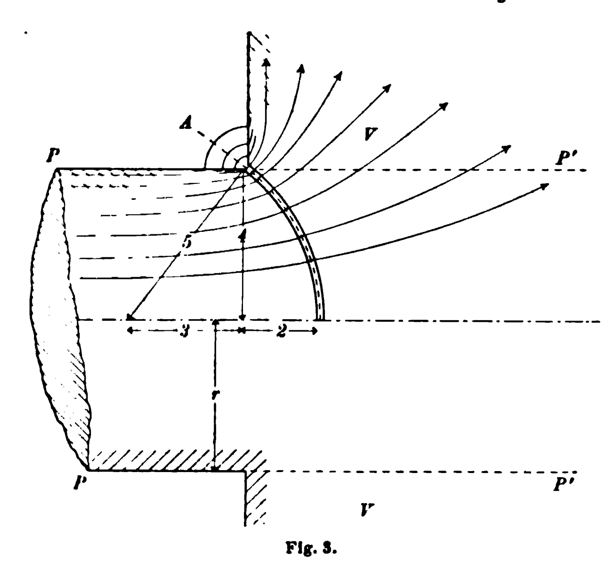


Fig. 3.

21. In der oberen Hälfte der Fig. 3 ist der ungefähre Verlauf der sich ausbreitenden Induktionslinien in üblicher Weise abgebildet. Der mit übertriebener lichter Weite eingezeichnete Kugelkontakt wird von ihnen nach dem bekannten Brechungsgesetz fast genau normal, d. h. also radial überbrückt, sodass eine Aequipotentialfläche A in der Luftschicht liegen muss. Der Verlauf der Induktionslinien in dem kontinuirlich gedachten Metalle wird offenbar durch einen Schnitt um so weniger verzerrt, je näher dieser mit einer natürlichen Aequipotentialfläche zusammenfällt. Nur wenn dies wirklich zutrifft, kann man nach Analogie des elektrischen Stromkreises den durch Schnitte abgegrenzten Theilen einen streng definirbaren Bruchtheil der gesammten magnetomotorischen Kraft zuordnen; das ist aber bei Anwendung der Hopkinson'schen Theorie auf den magnetischen Kreis der Waage erforderlich, damit das entsprechende Scheerungsglied nach Gleichung 4) eindeutig bestimmt sei.

Aus rein praktischen Gründen war der Halbmesser der Kugelkontakte auf genau einen halben Zentimeter zu bemessen; obwohl eine Kugel von etwas grösserem Radius sich der natürlichen Aequipotentialfläche allerdings noch besser anschmiegen würde, ist die Annäherung doch eine genügende und besser als bei ebenen Stirn-

kontakten (sog. Stossfugen). Ferner ist jede der sich paarweise parallel gegenüberliegenden ebenen Kreisflächen des Joches und der Sockel merklich äquipotential; auf ihrer Potentialdifferenz beruht die Wirkung des Instruments, analog wie etwa beim Scheibenelektrometer; freilich beträgt sie im vorliegenden Falle nur einen recht geringen Bruchtheil der gesammten magnetomotorischen Kraft.

22. Bei Benutzung der Klemmbacken trennt dagegen die zylindrische bezw. prismatische Fläche PP' (Fig. 3) die unveränderlich gegebenen instrumentellen Theile des magnetischen Kreises von der jeweiligen Probe mit ihren unbekannten veränderlichen Eigenschaften. Jene Fläche ist nun offenbar keineswegs äquipotential, und die Vertheilung der Induktionslinien wird je nach der Permeabilität der Probe verschieden ausfallen. Es fragt sich nun, welche „virtuelle“ Länge dem Induktionslinienbündel in der Probe beizumessen ist, da jene jedenfalls grösser sein muss, als die „lichte“ — von den Backen nicht umklemmte — Länge. Dieser Schwierigkeit war sich J. Hopkinson wohl bewusst, als er die Jochmethode zuerst vorschlug; aus den von ihm *a. a. O.* mitgetheilten Zahlenangaben lässt sich entnehmen, dass er der lichten Länge an jedem Ende des Stabes einen Ansatz von der Ordnung seines Halbmessers hinzufügte und die so erhaltene grössere virtuelle Länge in Rechnung setzte.

Er empfiehlt ferner, das Verhältniss der Länge zum Durchmesser möglichst gross zu wählen, weil dadurch die relative Unsicherheit offenbar verringert wird. Neben der Erzielung einer gleichmässigeren Vertheilung und geringerer Scheerung ist dies auch der Hauptgrund, weswegen die Stablänge bei der vorliegenden Form der Waage gegen früher verdoppelt wurde. Um die möglichst fehlerfreie Benutzung der Klemmbacken zu sichern, sind diese zusammenschiebbar angeordnet, sodass die lichte Länge L_1' soweit verringert werden kann, dass die virtuelle Länge $\bar{L}_1$ den Normalwerth 8π *cm* aufweist. Freilich muss dazu der Werth von $\frac{1}{2}(\bar{L}_1 - L_1')$ für jede Materialgruppe wenigstens angenähert bekannt sein, sofern deren Eigenschaften wesentlich von denen des Stahlgusses der Waage abweichen; im Uebrigen sei auf Abschn. 28 hingewiesen. Beachtenswerth sind in diesem Zusammenhang auch die Versuche des Hrn. Ewing[1]) den Werth von $(\bar{L}_1 - L_1')$ für verschiedene Fälle mittels Stäben von variabeler lichter Länge zu ermitteln, auf die ein Hinweis genügen dürfte.

23. Sofern die relative Vertheilung der Induktionslinien im magnetischen Kreise unverändert bleibt, muss bei Verwendung einer Kompensationsspule die durch die Luftschlitze hindurch vermittelte Zugkraft dem Quadrat der mittleren Probeninduktion kraft des Maxwell'schen Gesetzes (Abschn. 2) proportional sein. Die bei gleicher Weite beider Schlitze aus Symmetriegründen gleichen magnetischen Zugkräfte erzeugen der verschiedenen Hebelarme wegen dennoch ein resultirendes Drehungsmoment; dieses wird an der quadratischen Skale durch die Einstellung des Laufgewichts gemessen, welche demnach ein direktes Maass für die mittlere Induktion der Probe bildet. Die Abmessungen und Laufgewichte sind derart normirt, dass im Allgemeinen die beiden Schlitzweiten thatsächlich nahe gleich sein sollen. Wird nun mittels der Regulirschraube R der rechte Schlitz beispielsweise *erweitert*, so wird der linke um soviel enger, als dem Verhältniss der Hebelarme entspricht[2]); infolgedessen nimmt links die Streuung und damit der wirksame Uebergangsquerschnitt für den Induktionsfluss ab, mithin wird dort die Zugkraft grösser[3]), während sich rechts das

[1]) J. A. Ewing, *Proc. Inst. Civ. Engin.* **126.** *S. 20. 1896*; vgl. auch J. Hopkinson, *ebenda S. 70.*

[2]) Deshalb befand sich früher die Regulirschraube an der Seite des *längeren* Hebelarms, was indessen eine weniger kompendiöse Konstruktion bedingte.

[3]) H. du Bois, *a. a. O. § 109.*

Gegentheil ergiebt; demnach wird bei dem angenommenen Drehungssinne der Regulirschraube die Skalenablesung cet. par. grösser ausfallen.

Hierauf beruht eben die Möglichkeit, mittels der Regulirschraube die letzte feine Justirung vorzunehmen, derart, dass die gewünschte runde Zahl den Skalenfaktor thatsächlich darstelle. Ist diese Justirung falsch ausgeführt, so kann sich daraus unter Umständen ein *scheinbarer* Scheerungsbetrag ergeben, der dann von den Schlitzweiten abhängt[1]). In Wirklichkeit wird bei der gemachten Annahme in Gleichung 4) das Scheerungsglied unter Nr. 4 nur um so wenig geringer, dass die Gesammtscheerung dadurch kaum merklich vermindert wird. In diesem Zusammenhang ist noch zu bemerken, dass beim ungehemmten Ueberkippen des Jochs auf den linken Anschlag der Widerstand des ganzen magnetischen Kreises um ein Geringes abnimmt, und zwar weil die freiwilligen Bewegungen des in labilem Gleichgewichte schwebenden Joches dem Prinzip des geringsten magnetischen Widerstandes untergeordnet sind[2]); die hierdurch bedingten Widerstandsänderungen sind indessen so gering, dass sie den Induktionsfluss nicht merklich beeinflussen.

Die oben gemachte grundlegende Voraussetzung einer unveränderlichen relativen Vertheilung der Induktionslinien im magnetischen Kreise der Waage dürfte innerhalb ihrer instrumentellen Theile nahe erfüllt sein, zumal bei Verwendung der Vollbacken; übertrifft doch das Induktionsbereich im Joche und in den oberen Sockeltheilen kaum 500 *C.G.S.*, wobei die Permeabilität des Stahlgusses nur etwa zwischen 300 und 500 schwankt. Unter Beschränkung auf stetige Magnetisirung, entsprechend dem wesentlich magnetostatischen Charakter der Wägungsmethode, erscheint demnach die Annahme einer merklich konstanten Vertheilung durchaus statthaft; namentlich kommt hier die für die Gesammtzugkraft maassgebende Art des Uebergangs und der Streuung der Induktionslinien durch die Luftschlitze in Betracht[3]). Immerhin ist eine experimentelle Bestätigung jener Voraussetzung nach wie vor recht erwünscht, umsomehr als die Frage noch offen bleibt, inwiefern die Vertheilung der Induktion in der Probe selbst als konstant zu betrachten ist.

D. Prüfung und Aichung.

24. Durch ruckweises Vorrücken einer kleinen Sekundärspule längs der Probe wurde ermittelt, dass die Induktion in der Nähe der Backen im Allgemeinen um mehrere Prozent abfällt; das sehr flache Maximum in der Stabmitte übertrifft den für die Messung in Betracht kommenden Mittelwerth $\overline{\mathfrak{B}}_1$ um etwas mehr als ein Prozent. Ein Stab aus weichem Stahlguss wurde mit 50 Sekundärwindungen gleichmässig auf seiner ganzen Länge — von 8π *cm* — bewickelt, sodass der ballistische Ausschlag ein direktes Maass für $\overline{\mathfrak{B}}_1$ bildete. Es wurde dann bei der Bestimmung einer aufsteigenden Kommutirungskurve im Bereiche $1000 < \overline{\mathfrak{B}}_1 < 20000$ *C.G.S.* die Proportionalität der Skalenablesung mit dem Galvanometerausschlage bis auf etwa 1 Proz. bestätigt gefunden.

Indessen soll auf diese hier nicht wiederzugebenden Zahlenreihen doch kein entscheidendes Gewicht gelegt werden; es wurde darauf nur eine provisorische Justirung, nicht die endgültige absolute Aichung basirt. Im Hinblick auf manche neuerdings gegen die ballistische Methode geäusserten Bedenken[4]) erschien es sicherer,

[1]) Vgl. A. Ebeling und E. Schmidt, *diese Zeitschr.* **16.** *S. 356. 1896.*

[2]) H. du Bois, *a. a. O. § 158.*

[3]) Vgl. die Diskussion über elektromagnetische Zwangszustände bei H. du Bois, *a. a. O. § 101 bis 110* und E. Taylor Jones, *a. a. O.*

[4]) H. Lehmann, *Wied. Ann.* **48.** *S. 406. 1893;* J. Klemenčič, *Wied. Ann.* **62.** *S. 80. 1897.* Vgl. namentlich M. Wien, *Wied. Ann.* **66.** *S. 888. 1898.* — Die bei dem ballistischen Verfahren

die Aichung der Waage nur auf rein *magnetostatische* Messungen an Normalstäben zu stützen, deren Induktionskurven anderweitig möglichst genau bestimmt waren; drei solche standen mir dabei zur Verfügung, deren Bestimmungsstücke Tab. 1 enthält.

Tabelle 1.

Bezeichnung	Material	Länge	Querschnitt	Koerzit.-Intens.	Kontakt
199	ungehärteter Wolframstahl	33	0,499	27,6	Klemmbacken
198	ausgeglühter Stahlguss	33	0,500	0,8	„
198	ausgeglühter Stahlguss	8π	0,500	0,8	Kugelkontakte
200	ungehärteter Wolframstahl	8π	0,499	27,7	„

Für sämmtliche Stäbe lagen zyklische Kurven im Bereiche $-400 < \mathfrak{H} < +400$ *C.G.S.* vor, die im Wesentlichen auf magnetometrischen Bestimmungen mit Ovoiden beruhten. Diese waren von den Hrn. Gumlich und Schmidt in der Reichsanstalt ausgeführt und zwar sowohl in absolut stetiger Weise mittels Walzenrheostaten wie auch stufenweise mit Kurbelwiderständen, wobei die einzelnen Induktionsstufen allerdings nur geringe Werthe hatten, welche kaum 500 *C.G.S.* überschritten haben dürften[1]).

25. Die typische Form der Induktionskurven für weiches Material ermöglichte nun bei der endgültigen Aichung zweierlei getrennt zu ermitteln: Erstens die Scheerung, welche nur die Abszisse $\mathfrak{H}$ beeinflusst; andererseits die richtige Auswerthung der Skale, welche durch die Justirung der Laufgewichte und der Regulirschraube bedingt ist und nach Multiplizirung mit dem Skalenfaktor 100 die Ordinate richtig ergeben sollte. Zu ersterem Zwecke wurde nur das „steile“ Induktionsbereich unterhalb des Knies, etwa bei 10000 *C. G. S.* herangezogen, während für letzteren ausschliesslich das „flache“ Sättigungsgebiet in Betracht kam; die Einzelheiten des Aichverfahrens ergeben sich aus diesem Prinzip ohne Weiteres. Umgekehrt ist es bekanntlich immer verfehlt, im Sättigungsgebiete die Scheerung ermitteln zu wollen; deshalb darf es auch nicht Wunder nehmen, wenn nachträglich auf dem flachen Zweige die Abszissen, am steilen Aste dagegen die Ordinaten weniger gut übereinstimmen; es ist das ohne jegliche Bedeutung.

Die Laufgewichte sind auf 65,00 *g* bezw. 2,60 *g* normirt, wobei die Schlitzweiten beiderseits nahe gleich 0,25 *mm* sein sollen[2]). Durch Versuche wurde ermittelt, dass sich durch Weiter- bezw. Engerschrauben des rechten Schlitzes um 0,01 *mm* — entsprechend etwa 15° Drehung der Regulirschraube *R* — eine um 1,5 Prozent grössere (bezw. kleinere) Skalenablesung ergiebt; dem würde eine dreiprozentige Gewichtsverringerung (bezw. Vermehrung) entsprechen.

26. Bei dem untersuchten Exemplar ergaben sich unter Benutzung der Normalstäbe 198 oder 200 mit Kugelkontakten für die instrumentellen Scheerungslinien im untern Induktionsbereiche zwei Lineargleichungen, und zwar

$$\delta\mathfrak{H} = \mathfrak{F}(\bar{\mathfrak{B}}_1) = -0{,}00020\,\bar{\mathfrak{B}}_1 - 0{,}4 \quad \text{[aufsteigender Ast]}$$ [3])

$$\delta\mathfrak{H} = \mathfrak{F}(\bar{\mathfrak{B}}_1) = -0{,}00017\,\bar{\mathfrak{B}}_1 + 0{,}4 \quad \text{[absteigender Ast].}$$

schwerlich zu vermeidenden grösseren Induktionsstufen bedingen übrigens an sich schon eigenthümliche Wägungsfehler (vgl. Abschn. 30).

[1]) Vgl. hierzu E. Gumlich und E. Schmidt, *Elektrotechn. Zeitschr.* ***21.*** *S. 233. 1900.*

[2]) Es ist kaum anzunehmen, dass sich bei weiteren gleich gebauten Instrumenten in dieser Beziehung erhebliche Differenzen herausstellen werden.

[3]) Die Verschiedenheit zwischen dem auf- und absteigenden Scheerungsaste, sowie eine nicht ganz zu beseitigende „Ungleichseitigkeit“ der geprüften Waage dürfte darauf zurückzuführen sein, dass ihre Stahlgusstheile dem erwähnten speziellen Glühprozess (Abschn. 6) leider noch nicht unter-

Für die aufsteigende Kommutirungskurve muss die Scheerungslinie zwischen diesen beiden Geraden, und zwar ersterer am nächsten liegen; also muss für $\overline{\mathfrak{B}}_1$ = 10 000 *C.G.S.* der numerische Werth von $\delta\,\mathfrak{H}$ zwischen 2,4 und 1,3 *C.G.S.* liegen, jedoch näher bei ersterer Zahl; theoretisch ergab sich $\delta\,\mathfrak{H} = 2{,}0$ (Abschn. 19). Es entspricht der Zahlenkoeffizient von $\ddot{\mathfrak{B}}_1$ einem 4π-fachen Entmagnetisirungsfaktor; dieser ist nun achtmal kleiner als bei der frühern Waage, nämlich $N = 0{,}0025$, entsprechend dem Dimensionsverhältniss 150[1]); da Letzteres bei den Stäben an und für sich etwa 30 beträgt, wird es in der Waage scheinbar verfünffacht.

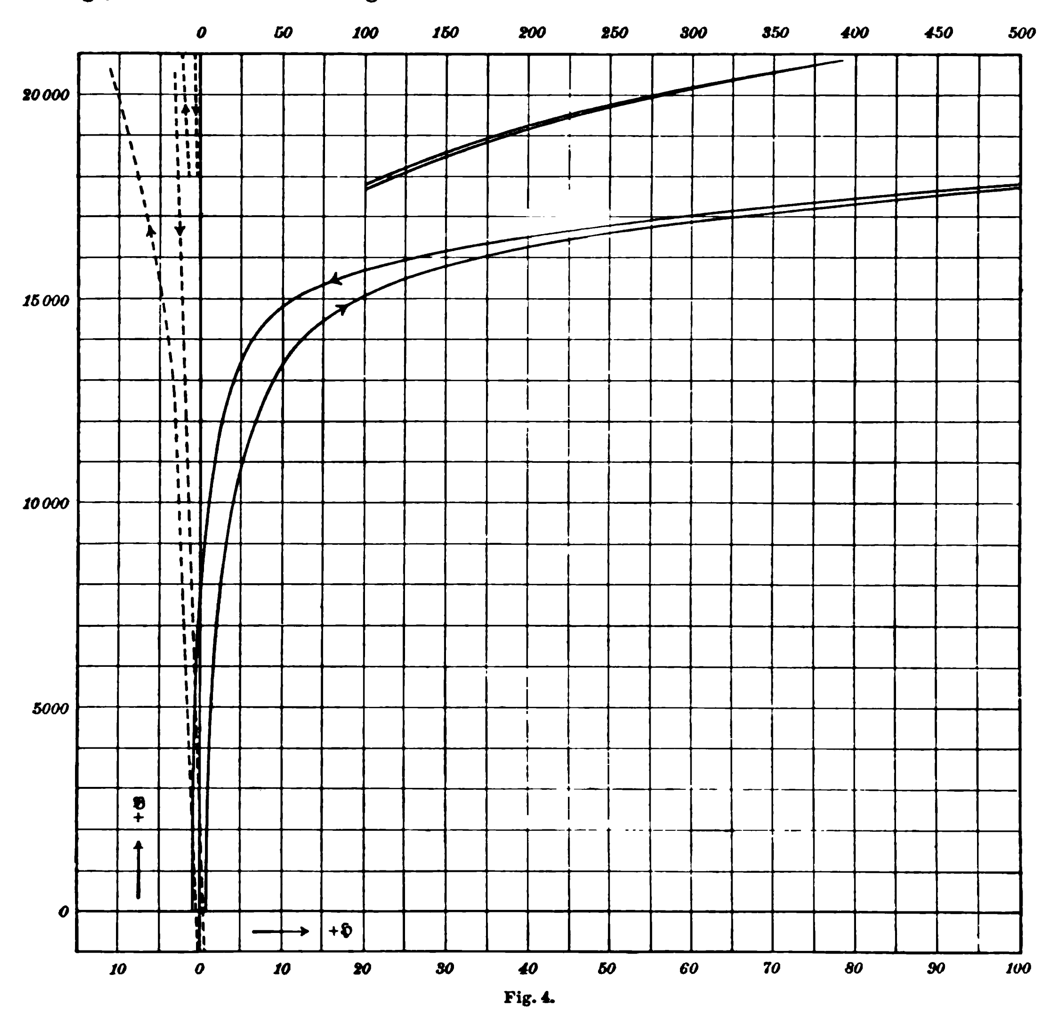


Fig. 4.

Ein Unterschied zwischen den Scheerungslinien für weicheres und härteres Material (Nr. 198 bezw. 200) war nicht zu konstatiren, entsprechend der Theorie. Wie oben bemerkt, ist im Sättigungsbereiche die Bestimmung der Scheerungslinien immer recht heikel, freilich auch ziemlich gleichgültig; nach den erwähnten Versuchs-

zogen waren; überdies war ihre Schneide noch durchweg aus hartem Stahle gefertigt. Nach vorliegenden Erfahrungen ist anzunehmen, dass sich das konstante Glied 0,4 — die „instrumentelle Koerzitivkraft" — in Zukunft noch weiter verringern, vielleicht gar vernachlässigen lassen wird. Dagegen dürften die Koeffizienten von $\overline{\mathfrak{B}}_1$ bei verschiedenen gleich gebauten Instrumenten nur geringe Schwankungen aufweisen.

[1]) Ch. Riborg Mann, Entmagnetisirungsfaktoren u. s. w. Inauguraldiss. Berlin 1895.

resultaten scheint sich der aufsteigende Ast oberhalb des Knies nach links zu biegen, wie in Fig. 4 abgebildet, während der absteigende Ast durch die verlängerte Gerade genügend nahe dargestellt wird. An der Spitze der Schleife für $\mathfrak{H} = 400$ *C.G.S.* wird $d\mathfrak{B}/d\mathfrak{H} = 7$; einer Ordinatendifferenz von 70 *C.G.S.* entspricht dort also schon eine solche der Abszissen von 10 *C.G.S.*, d. h. etwa so viel wie der grösste überhaupt vorkommende Scheerungsbetrag.

Tabelle 2.

	Spulenfeld:	Aufsteigender Ast: $\delta\mathfrak{H} = -0{,}00020\,\mathfrak{B} - 0{,}4$ [bis $\mathfrak{B} = 12000$]					Absteigender Ast: $\delta\mathfrak{H} = -0{,}00017\,\mathfrak{B} + 0{,}4$				
	100 *I*	$\delta\mathfrak{H}$	$\mathfrak{H}$	Präz.-Waage stetig	Ovoide mit Magnetometer stetig	Ovoide mit Magnetometer Stufen	$\delta\mathfrak{H}$	$\mathfrak{H}$	Präz.-Waage stetig	Ovoide mit Magnetometer stetig	Ovoide mit Magnetometer Stufen
Ausgeglühter Stahlguss 198	0	—	—	—	—	—	— 0,5	— 0,5	5 010	5 300!	4 700!
	1,2	— 0,4	0,8	0	0	0	—	—	—	—	—
	2,0	— 0,9	1,1	2 550	?	?	— 1,2	+ 0,8	9 030	9 500!	9 400!
	3,0	— 1,5	1,5	5 470	5 200!	5 500!	—	—	—	—	—
	4,0	— 1,9	2,1	7 290	7 200!	7 200!	— 1,6	+ 2,4	11 380	11 700!	11 600!
	5,0	— 2,1	2,9	8 620	8 600	8 550	— 1,7	+ 3,3	12 230	12 500!	12 400!
	7,0	— 2,5	4,5	10 450	10 490	10 420	—	—	—	—	—
	10,0	— 2,9	7,1	12 230	12 210	12 200	— 2,1	+ 7,9	14 350	14 460	14 420
	15,0	— 3,9	11,1	13 760	13 750	13 730	— 2,2	+ 12,8	15 120	15 170	15 180
	25,0	— 4,9	20,1	15 080	15 090	15 090	— 2,3	+ 22,7	15 870	15 810	15 860
	50,0	— 6,0	44,0	16 360	16 440	16 420	— 2,5	+ 47,5	16 780	16 690	16 720
	75,0	— 6,7	68,3	17 060	17 100	17 090	— 2,6	+ 72,4	17 360	17 280	17 310
	100,0	— 7,1	92,9	17 570	17 600	17 600	— 2,6	+ 97,4	17 830	17 760	17 800
	125,0	— 7,6	117,4	18 040	18 040	18 050	— 2,7	+ 122,3	18 250	18 170	18 220
	150,0	— 8,1	141,9	18 430	18 410	18 440	— 2,8	+ 147,2	18 620	18 520	18 590
	200,0	— 8,9	191,1	19 080	19 100	19 060	— 2,9	+ 197,1	19 190	19 200	19 200
	300,0	— 10,0	290,0	20 110	20 110	20 090	— 3,0	+ 297,0	20 160	20 200	20 170
	400,0	— 11,0	389,0	20 900	20 900	20 840	—	—	—	—	—
Ungehärteter Wolframstahl 200	— 20,0	—	—	—	—	—	— 0,6	— 20,6	5 940*	5 700	5 600
	— 15,0	—	—	—	—	—	— 0,8	— 15,8	7 340*	7 200	7 150
	— 10,0	—	—	—	—	—	— 1,0	— 11,0	8 340*	8 200	8 170
	0	—	—	—	—	—	— 1,2	— 1,2	9 780*	9 700	9 630
	+ 15,0	—	—	—	—	—	— 1,5	+ 13,5	11 260	11 210	11 150
	+ 28,1	— 0,4	27,7	0	0	0	—	—	—	—	—
	+ 35,0	— 1,5	33,5	5 700	5 680	5 740	— 1,7	+ 33,3	12 540	12 570	12 500
	+ 50,0	— 2,5	47,5	10 580	10 520	10 570	— 1,9	+ 48,1	13 370	13 330	13 370
	+ 75,0	—	—	—	—	—	— 2,0	+ 73,0	14 320	14 290	14 310
	+ 100,0	— 4,0	96,0	14 090	14 200	14 190	— 2,1	+ 97,9	15 010	14 990	14 970
	+ 125,0	— 4,7	120,3	14 890	14 990	14 970	— 2,2	+ 122,8	15 570	15 530	15 530
	+ 150,0	— 5,2	144,8	15 510	15 580	15 570	— 2,3	+ 147,7	16 000	15 990	15 980
	+ 200,0	— 6,0	194,0	16 380	16 450	16 400	— 2,4	+ 197,6	16 700	16 720	16 680
	+ 300,0	— 7,0	293,0	17 540	17 570	17 500	— 2,6	+ 297,4	17 620	17 660	17 610
	+ 400,0	— 8,0	392,0	18 300	18 230	18 200	—	—	—	—	—

27. In Tab. 2 sind die an der Präzisionswaage abgelesenen Zahlen als Mittel aus der positiven und negativen Hälfte einer bei stetiger Stromänderung durchlaufenen zyklischen Induktionskurve mit den für Ovoide gefundenen zusammengestellt. Die Differenzen sind von der gleichen Ordnung wie die der stetigen bezw. abgestuften Magnetometerbeobachtungen unter sich; die zufälligen Fehler betragen im Grossen und Ganzen nicht mehr als 70 *C.G.S.* Wie schon bemerkt, kommen die mit ! markirten Punkte auf den steilsten Kurventheilen kaum in Betracht, da die einer gege-

benen Abszisse zuzuordnenden Ordinaten dort nicht genau zu lokalisiren sind. Die einzigen regelmässigen mit * bezeichneten Abweichungen liegen beim Wolframstahle links von der Ordinatenachse im Gebiete, wo die Induktion dem Felde entgegengerichtet ist. Der Grund hierfür dürfte demnach in einer etwas abweichenden Stabvertheilung zu suchen sein. Ueberhaupt scheint dieses Moment die mit der Jochmethode zur Zeit erzielbare Genauigkeit zu begrenzen; da eine noch grössere Stablänge praktisch kaum zulässig wäre, können die daraus entstehenden Fehler nicht vermieden, sondern nur korrigirt werden. Dazu wäre eine systematische Untersuchung der Vertheilung als Funktion der — auf- oder absteigenden — Induktion, des Materials und der Gestalt des magnetischen Kreises erforderlich. Da mir die erstrebte Genauigkeit von $^1/_2$ Proz. mit der Präzisionswaage im Grossen und Ganzen erreicht scheint, habe ich auf die weitere Verfolgung jenes Vertheilungsproblems vorläufig verzichtet.

28. Der Stahlgussstab 198 war zuerst bei 33 *cm* Länge zwischen Klemmbacken untersucht worden; bei Vergrösserung der lichten Länge von 23,6 *cm* bis 25,0 *cm* rückten die Induktionskurven nach rechts, weil ihre Abszissen sich im gleichen Verhältniss wie die virtuelle Länge vergrössern (Abschn. 18). Die zuletzt bei $L_1' = 25{,}0\,cm$ ermittelte Kurve ergab unterhalb des Knies folgende aufsteigende Scheerungslinie

$$\delta \mathfrak{H} = -0{,}00016\,\mathfrak{B}_1 - 0{,}4\,.$$

Unmittelbar nach dieser Messung wurde der Stab auf die mittlere Länge $\overline{L}_1 = 8\pi\ cm$ (wobei $L_1' = 25{,}0\ cm$ ist) gekürzt und mit Kugelkontakten versehen; die sofort vorgenommene Neubestimmung ergab dann, wie bereits oben angegeben,

$$\delta \mathfrak{H} = -0{,}00020\,\overline{\mathfrak{B}}_1 - 0{,}4\,.$$

Da sämmtliche Backen aus demselben Stahlguss bestanden wie der Stab, stellt der Unterschied den von den beiden Kugelkontakten herrührenden Scheerungsbetrag dar[1]). Nach Gleichung 4) ist daher zu setzen

$$\frac{\overline{L}_2\,\overline{\mathfrak{S}}_1}{4\pi S_2} = 0{,}00004\,\overline{\mathfrak{B}}_1\,.$$

Da $\overline{\mathfrak{S}}_1 = 0{,}500\,\overline{\mathfrak{B}}_1$ und $S_2 = 0{,}628\ qcm$, ergiebt sich

$$\overline{L}_2 = 0{,}0006\ cm\,.$$

Die nach dem angegebenen Verfahren geschliffenen magnetischen Kugelkontakte entsprechen daher bei Zusammenpressung durch den elektromagnetischen Eigendruck und denjenigen der Feder F einer „äquivalenten Luftschicht" von obiger lichten Weite. Dagegen fanden die Hrn. Ewing und Low bei ebenen Stossfugen, welche durch „Schaben" bearbeitet waren, den fünfmal grössern Durchschnittswerth 0,003 *cm*[2]).

Ferner wurde der Stahlstab 199 zwischen Klemmbacken untersucht und ergab bei 25,0 *cm* lichter Länge scheinbar eine erheblich grössere Scheerung ($\delta \mathfrak{H} = -3{,}5$ *C.G.S.* für $\overline{\mathfrak{B}}_1 = 10\,000$); diese war erst bei Verkürzung auf 24,4 *cm* wieder bis zu dem für die Stäbe 198 und 200 geltenden Betrag herabgemindert. Der hinzukommende Ausbreitungswiderstand entspricht demnach für diesen Fall an jedem Ende einer Stablänge $^1/_2(\overline{L}_1 - L_1') = 0{,}3\ cm = 0{,}75\ r$, für glasharten Stahl vermuthlich einem noch längern Abschnitt, der überdies abhängig vom Induktionswerthe ist. Diese Umstände sind bei genaueren Messungen mit Klemmbacken wohl zu beachten.

[1]) wenn die Uebergangswiderstände der Klemmbacken vernachlässigt werden.

[2]) J. A. Ewing und W. Low, *Phil. Mag.* (5) **26.** *S. 274. 1888;* J. A. Ewing, *ebenda* **34.** *S. 320. 1892.* — Da obiger Betrag nur ein Fünftel der Gesammtscheerung des Instruments darstellt, dürften Verschiedenheiten der Kugelkontakte einzelner Proben kaum merkliche Fehler bedingen.

29. Werden nur die Vollbacken ohne einen Probestab eingesetzt, so muss bei Erregung der kernlosen Spule die hundertfache Skalenablesung ohne Weiteres den Werth der Feldintensität ergeben, falls die Kompensationsspule richtig justirt ist. Bei wiederholtem Auslösen und Arretiren des Waagebalkens waren die Ablesungsdifferenzen nicht grösser als 30 *C.G.S.*; im Laufe vieler Monate zeigten die Mittelwerthe für eine bestimmte Probe cet. par. auch keine grösseren Differenzen. Es wurden keine Erscheinungen beobachtet, welche die Annahme einer allmählichen Modifikation der verwendeten Proben mit der Zeit begründet hätten, wie sie u. A. Hr. M. Wien (*a. a. O. S. 889*) bei dem von ihm untersuchten Eisen zuweilen beobachtete. Sofern auf jede Bestimmung eines Kurvenpunktes durch Strom- und Skalenablesung etwa eine Minute entfällt, dürfte die zeitliche Nachwirkung sich meistens bereits merklich abgewickelt haben; bei der Untersuchung etwaigen magnetisch „trägeren“ Materials wäre eine konstante Einstellung abzuwarten.

Zu laufenden Aichungen sowie zur gelegentlichen Kontrole eignet sich die jederzeit rasch ausführbare Bestimmung der Skalenablesung für die Feldintensität 150 *C.G.S.* unter Benutzung eines geaichten Probestabs. Dabei darf die Zimmertemperatur unberücksichtigt bleiben; sorgfältige Versuchsreihen mit dem Normalstabe 198 bei den Temperaturen 10°, 15°, 20° und 25° ergaben eine Variation der Skalenablesung, welche nur 2 *C.G.S.* pro Grad entsprach; für die laufenden Ermittlungen der Scheerungslinien dürfte die Aufnahme einiger Punkte zwischen den Induktionswerthen 10 000 und 15 000 *C.G.S.* genügen.

30. Kürzlich haben die Hrn. Gumlich und Schmidt *a. a. O.* den Einfluss der Stufengrösse bei unstetiger Magnetisirung näher untersucht, und zwar auf Grund magnetometrischer Bestimmungen an den oben (Abschn. 24) erwähnten Ovoiden. Diese Ergebnisse sind auch bei Benutzung der Waage beachtenswerth; ausserdem ist zu betonen, dass hier im Gegensatz zum Verhalten der Ovoide auch im Sättigungsgebiete noch Differenzen zwischen der Induktion bei stetiger bezw. unstetiger Magnetisirung auftreten. So ergaben sich z. B. nach zehnmaligem *plötzlichen* Stromwechsel folgende Induktionswerthe für das Feld 150 *C.G.S.*, und zwar ohne Scheerungskorrektion.

Bezeichnung	1. stetig (Tab. 2)	2. bei plötzlicher Kommutirung
198	18 430	18 920
200	15 510	15 820

Letztere Werthe sind um einige Prozent höher und gehen bei Verkleinerung der Einzelstufen schliesslich in erstere über. Im Induktionsbereiche des Jochs ist der Einfluss einer unstetigen Magnetisirung durchweg recht erheblich; es kann daher nicht Wunder nehmen, wenn in dem zusammengesetzten magnetischen Kreise der Waage eine solche Wirkung sich noch in einem Feldbereiche bemerkbar macht, wo sie für die Probe an und für sich nicht mehr auftreten würde; die Erscheinung wird hier komplizirter. Bei genaueren Messungen ist nach alledem, wie schon anfangs bemerkt, auf Untertheilung der Kreisprozesse in eine grössere Anzahl kleiner Einzelstufen Bedacht zu nehmen.

Schliesslich wurden zwei kurze Stäbe ($\bar{L}_1 = 2\pi\ cm$) aus dem gleichen Materiale wie Nr. 198 bezw. 200 geprüft. Da die Vertheilung dann eine wesentlich verschiedene ist, wurde als Skalenfaktor 110 ermittelt (statt 100, was sich übrigens durch die Regulirschraube wieder ausgleichen liesse). Als Gleichung der Scheerungslinien ergab sich sowohl für das weichere wie für das härtere Material

$$\delta \mathfrak{H} = -0{,}00095\, \mathfrak{B}_1 \mp 5{,}6.$$

Der Zahlenkoeffizient von $\mathfrak{B}_1$ ist, wie zu erwarten (Absch. 18), etwas über viermal grösser als bei den langen Stäben, dagegen ist die 14-fache instrumentelle Koerzitivkraft offenbar nur durch die konischen Verbindungsstücke zwischen Probe und Sockel bedingt, weil diese für den vorliegenden Versuch zunächst nur roh hergerichtet und überhaupt nicht ausgeglüht worden waren; es erhellt hieraus die Nothwendigkeit eines rationellen Ausglühens sämmtlicher Bestandtheile des magnetischen Kreises. Bei den viermal kürzeren Probestäben ist die Fehlergrenze auch etwa eine vierfache; angesichts der „magnetischen Härte“ des in dieser Länge vorwiegend zu untersuchenden Materials (Absch. 8) fällt die grössere Scheerung weniger störend ins Gewicht.

Die beschriebene Präzisionswaage wurde nach meiner Werkzeichnung von der Firma Siemens & Halske A.-G. in Berlin gebaut und in meinem Laboratorium justirt. Die Herstellung weiterer Apparate hat die genannte Firma übernommen; auf Wunsch werden die Waagen in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geprüft und wird ein geaichter Normalstab sammt zugehöriger Kurventafel beigegeben.

Berlin, im März 1900.

Die Thätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in der Zeit vom Februar 1899 bis Februar 1900[1].

A. Allgemeines.

Der Entwurf der vom Bundesrath zu § 5 des Gesetzes über die elektrischen Maasseinheiten zu erlassenden Verordnung, welcher von dem Kuratorium im vorigen Jahre berathen wurde, ist seitdem zunächst der Berliner gemischten Konferenz vorgelegt worden, deren Zusammensetzung im vorigen Thätigkeitsbericht (vgl. *diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 206. 1899*) angegeben ist. Im Februar trat sodann unter dem Vorsitz des Direktors im Reichsamt des Innern Hrn. Dr. Hopf eine erweiterte Konferenz zusammen, der ausser den Mitgliedern der Vorkonferenz, nämlich den Herren Budde (Charlottenburg), von Dolivo-Dobrowolsky, Hamburger, Kapp, Kallmann und Raps (Berlin), Möllinger (Nürnberg), Strecker, als Vertreter des Reichspostamts, sowie von der Reichsanstalt Kohlrausch, Hagen, Feussner, Holborn, Jäger und Lindeck noch angehörten: die Herren Aron, Marggraff und Passavant (Berlin), Corsepius (Dresden), Dietrich (Stuttgart), Epstein (Frankfurt a. M.), Hartmann (Bockenheim), Feldmann (Köln), Jordan (Bremen) Kohlrausch und Prücker (Hannover), Uppenborn (München).

In den Berathungen wurden die Fragen behandelt, welche bezüglich der noch zu erlassenden näheren Ausführungsbestimmungen zu dem Gesetze über die elektrischen Maasseinheiten, insbesondere bezüglich der Aichung und der im Verkehr zulässigen Fehlergrenzen der Zähler, sowie bezüglich der Organisation von Prüfungsstellen im Reich noch offen liegen. Zur Vorbereitung der Angelegenheit hatten Systeme von Fragen über die Anzahl und die Beschaffenheit der im Gebrauch befindlichen Zähler gedient, welche von der Reichsanstalt einerseits den grösseren deutschen Fabriken von Zählern, andererseits den Elektrizitätswerken vorgelegt worden waren.

[1]) Auszug aus dem dem Kuratorium der Reichsanstalt im März 1900 erstatteten Thätigkeitsbericht. Die Zahl der an der Anstalt ständig beschäftigten Personen beträgt 87. Als wissenschaftliche Gäste betheiligten sich die Professoren Pringsheim und Rubens, sowie während der Zeit November-Dezember 1899 an Abtheilung II Professor H. Carhart aus Ann Arbor, V. St. A.

B. Erste (Physikalische) Abtheilung.

I. Thermische Arbeiten[1]. *Dichte des Wassers*[2].

Die Arbeit über die Bestimmung der Ausdehnung des Wassers für die zwischen 0° und 40° liegenden Temperaturen kommt zur ausführlichen Veröffentlichung in dem 3. Bande der Wissenschaftlichen Abhandlungen (Anh. Nr. 2). Die Schlussresultate der ersten Reihe werden durch eine noch angebrachte kleine Korrektion um einige Einheiten der siebenten Stelle geändert. Hierdurch hat der Anschluss der früher mitgetheilten Interpolationsformel an die Beobachtungen noch etwas gewonnen.

Für die amtliche Veröffentlichung wurden nach dieser Formel siebenstellige Tafeln für Dichte, Volumen und Logarithmus des Volumens berechnet.

Spannung des Wasserdampfes bei niederen Temperaturen[3].

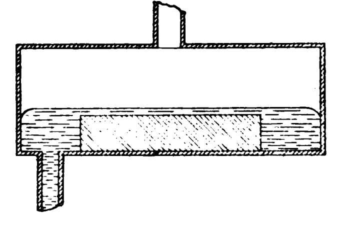
Die Versuche über die Spannung des Wasserdampfes bei niederen Temperaturen wurden durch neue Versuche bei 0° ergänzt, bei denen die durch Abkühlung des Wassers in Folge seiner Verdampfung auftretende Fehlerquelle vermieden ist. Die neuen Versuche haben in guter Uebereinstimmung 4,579 *mm* mit einer auf $\pm$ 0,001 *mm* geschätzten Unsicherheit ergeben.

Die Arbeit wird in dem 3. Band der Wissenschaftlichen Abhandlungen ausführlich veröffentlicht (Anh. Nr. 3).

Spannung des Wasserdampfes in der Nähe von 50°[4].

Für die Bestimmung der Spannung des Wasserdampfes bei Temperaturen in der Nähe von 50° wurde das Grundprinzip der bei niederen Temperaturen benutzten Methode beibehalten; da aber jetzt die Temperatur des Wassers über Zimmertemperatur liegt, so muss das Manometer und die ganze Zuleitung zu ihm künstlich erhitzt werden. Die Verbindung mit der Quecksilberluftpumpe kann deswegen nicht mehr während der Versuche bestehen bleiben; es muss vielmehr vor dem Abschmelzen von der Pumpe die Gewissheit bestehen, dass der Apparat auch im erwärmten Zustande völlig dicht ist.

Bei der Konstruktion des Manometers, welches jetzt Drucke von der Ordnung von 100 *mm* anzeigen soll, ist wieder das Prinzip benutzt worden, die Quecksilberoberfläche gegen die Theilung dadurch festzulegen, dass man den Abstand eines direkt gesehenen Striches von seinem Spiegelbilde misst. Um trotz der Erschütterungen brauchbare Spiegelbilder zu erhalten, wurde den Kästen, in denen sich die Quecksilberkuppe ausbildet, eine Form mit dem beistehend skizzirten Querschnitt gegeben, bei der das Quecksilber eine verschwindend kleine Tiefe hat, also auch keine grossen Wellen ausbildet. Der Erfolg ist ein guter, namentlich fehlen die starken Bewegungen des Spiegelstriches, der jetzt einstellbar ist, sobald er überhaupt gesehen werden kann. Die Kästen sind aus Spiegelglas mittels eines leichtflüssigen Emails zusammengesetzt.



Das Manometer besteht aus zwei solchen Kästen, die sich an einer getheilten Glasskale verschieben lassen und unten mit einander und mit einem absperrbaren Quecksilbergefäss in Verbindung stehen. Eine ähnliche Einrichtung dürfte auch als Luftthermometer und als Normalbarometer vortheilhaft zu benutzen sein.

Zur Erwärmung des Wassergefässes bei den Versuchen ist der Dampf von Flüssigkeiten mit passend gelegenem Siedepunkt, vielleicht auch bei vermindertem Drucke in Aussicht genommen.

Dichte des Wasserdampfes[5].

Ueber die Dichte des Wasserdampfes sind bei Atmosphärendruck einige Versuche mit einem Glasgefässe ausgeführt worden, die zu befriedigenden Ergebnissen geführt zu haben

---

[1]) Im Folgenden sind die Namen derjenigen Beamten, welche die betreffenden Arbeiten ausgeführt haben, in Anmerkungen zu den einzelnen Nummern des Textes aufgeführt. Die Veröffentlichungen finden sich im Anhang dieses Berichtes zusammengestellt.

[2]) Thiesen, Scheel, Diesselhorst.

[3]) Thiesen, Scheel.

[4]) Thiesen.

[5]) Thiesen, Scheel.

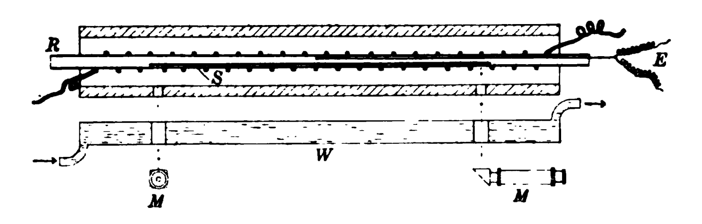
scheinen, aber noch durch Versuche mit künstlich vergrösserter Oberfläche auf die Fehlerquelle eines etwaigen Einflusses der Wände zu untersuchen sein werden. Für Versuche bei höherem Drucke ist das früher benutzte Eisengefäss innen mit Platin ausgekleidet worden.

Untersuchung von Thermometern[1]). Die Untersuchung der Thermometer für Temperaturen zwischen 100° und 200° ist experimentell ganz und rechnerisch nahezu abgeschlossen. Die Thermometer sollen zunächst zur Bestimmung der Dampfspannung des Wassers dienen und werden dadurch indirekt auch an das Gasthermometer angeschlossen werden.

Hohe Temperaturen[2]). Bei der Untersuchung des Luftthermometers in hohen Temperaturen haben die Versuche mit dem Platiniridiumgefäss (20% Ir) zu einem günstigen Ergebniss geführt. In dem Gefäss liess sich noch bei 1300° ein vollständiges Vakuum herstellen, und ferner erwies sich die Stickstofffüllung nach einer grossen Reihe von Heizungen bis auf 0,1 *mm* ($^1/_{2000}$ des Ganzen) konstant, sofern Sorge getragen wurde, dass keine Kohlenwasserstoffe im Ofen entstanden. Bei der elektrischen Heizung fällt diese Schwierigkeit fort, sobald man ausgeglühte Chamotte für den Ofen verwendet. Die luftthermometrischen Versuche mit den Porzellangefässen verschiedener Art und dem Platiniridiumgefäss, die sich bis zu 1150° erstrecken, sind veröffentlicht (Anh. Nr. 7).

Seitdem sind noch Messungen mit einem zweiten Platiniridiumgefäss (10% Ir) von doppelter Wandstärke (1 *mm*) angestellt, das sich innerhalb derselben Temperaturgrenzen ebenso gut verhielt. Auch ist der Einfluss des Drucks bei beiden Gefässen in hoher Temperatur geprüft, indem das Gefässvolumen um ein auf Zimmertemperatur gehaltenes bekanntes Volumen vermehrt und die dadurch entstehende Druckabnahme gemessen wurde. Die hierbei beobachteten Abweichungen fallen in die Fehlergrenze von etwa 2°, die auch die sonstige Vergleichung von Thermoelement und Luftthermometer in derselben Anordnung aufweist und die grösstentheils durch Ungleichmässigkeiten des elektrisch geheizten Luftbades hervorgerufen wird.

Ueber die thermische Ausdehnung des Luftthermometergefässes giebt dies Verfahren der Volumenmessung keinen Aufschluss. Um die absolute Temperatur aus der Beobachtung des Luftthermometers abschliessend berechnen zu können, musste deshalb noch der Ausdehnungskoeffizient von Platiniridium in hoher Temperatur bestimmt werden, da dessen Einfluss in der Rechnung mit der Temperatur stark zunimmt: er hat bei 500°, 1000° und 1150° einen Betrag von 10°, 30° und 40°. Zu diesem Zwecke diente ein Stab S von 5 *mm* Durchmesser und 500 *mm* Länge, der von der Firma Heraeus in Hanau aus demselben Material wie das erste Gefäss hergestellt worden war. Er wurde in einem horizontalen Rohr R von 0,8 *m* Länge elektrisch geheizt, das an der unteren Seite zwei Löcher zum Anvisiren der mit Theilstrichen versehenen Enden des Stabes besass. Die Ablesung geschieht mit tief aufgestellten Mikroskopen M, die durch ein mit Wasser gespültes Diaphragma W vor der Strahlung des Ofens geschützt sind. Die Temperatur wird mit dem Thermoelement E gemessen, und es lassen sich auch noch in den Glühtemperaturen die Striche durch künstliche Beleuchtung scharf sichtbar machen. Die Längenmessungen fanden ausser bei Zimmertemperatur bei 250°, 500°, 750° und 1000° statt. Es ergab sich, dass der Ausdehnungskoeffizient bei 1000° um 35% grösser ist als bei 0°.



Um die an das Luftthermometer angeschlossenen Thermoelemente später leicht auf ihre Konstanz prüfen zu können, sind mehrere Schmelzpunktsbestimmungen von Metallen neu durchgeführt. Da die Methode, bei der ein Drahtstück des zu schmelzenden Metalls in das Thermoelement eingefügt wird, bei den meisten Metallen wegen der Oxydation an der

[1]) Scheel, Dittenberger.

[2]) Holborn, Day.

Luft umständliche Vorrichtungen erfordert, so wurde dies Verfahren nur bei Gold beibehalten, alle übrigen Metalle aber, wie Kadmium, Blei, Zink, Antimon, Aluminium, Silber und Kupfer wurden in einer grösseren Menge (200 bis 900 g) im Tiegel geschmolzen, in den das durch ein Porzellanröhrchen geschützte Thermoelement eintauchte. Zur Heizung diente ein kleiner elektrischer Ofen (600 Watt für 1000° beanspruchend), dessen leichte Regulirung die Aufnahme einer Schmelz- oder Erstarrungskurve bei beliebig wählbarer Wärmezufuhr in kurzer Zeit ermöglichte. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Messungen der Schmelz- oder Erstarrungs-Temperatur überstiegen bei verschieden schneller Heizung bezw. Abkühlung und bei verschiedenen Mengen des Metalls selten 1°; mit Ausnahme des Aluminiums war die Schmelz- oder Erstarrungs-Temperatur immer mindestens auf 0,2° bei jeder Reihe genau zu bestimmen.

Im Graphittiegel, also in reduzirender Atmosphäre, wurden geschmolzen Antimon, Aluminium, Silber und Kupfer, im Porzellantiegel ohne Luftabschluss Aluminium, Silber und Kupfer und die Metalle von niedrigem Schmelzpunkt Kadmium, Blei, Zink.

Kupfer weist sowohl in reduzirender wie in oxydirender Atmosphäre einheitliche Schmelzpunkte auf, von denen der letztere fast mit der Goldschmelze zusammenfällt, während der des sauerstofffreien Metalls um 20° höher liegt, bei Silber lässt sich dagegen unter Luftzutritt kein bestimmter Schmelzpunkt gewinnen. Es geht dies schon aus der Form der zeitlichen Schmelzkurve hervor, die nur in reduzirender Atmosphäre eine stationäre Temperatur aufweist. Selbst bei Einleiten von Sauerstoff in das geschmolzene Metall wird kein bestimmter Erstarrungspunkt erhalten. Die Erstarrungstemperatur wird hierdurch freilich noch mehr (um 20°) herabgedrückt, sodass sie zuletzt mit der Temperatur zusammenfällt, bei welcher aus dem an der Luft erstarrten Silber der Sauerstoff entweicht (Spratzen). Schmelzpunktsbestimmungen im elektrischen Ofen nach der oben erwähnten Drahtmethode, also mit relativ grosser Oberfläche, können bei Silber bis zu 10° unrichtige Werthe liefern, wenn sie unter Luftzutritt angestellt werden. Im Gasofen sind die Fehler wahrscheinlich in Folge der veränderten Zusammensetzung der Atmosphäre kleiner. Die Tiegelmethode liefert unter Luftzutritt kleinere Werthe. Schmelzen im Graphittiegel oder im Porzellantiegel unter einer Kochsalzdecke ergiebt die höchsten, stets innerhalb 1° übereinstimmenden Punkte, die 102° unter Goldschmelze liegen. Bei Antimon wurden bedeutende Unterkühlungen (20° bis 30°) vor dem Erstarren beobachtet.

Die Angaben des Thermoelements Platin-Platinrhodium lassen sich von etwa 300° an aufwärts durch eine quadratische Funktion der Temperatur darstellen. Bildet man Thermoelemente aus Platin und einem andern Platinmetall, Gold oder Silber, so ergiebt sich für alle diese Elemente eine quadratische Formel, die aber ebenfalls bei den unteren Temperaturen bei dem einen Metall früher (400°), bei dem andern später (0°) ihre Gültigkeit verliert. Nur Palladium und seine Legirungen bilden Ausnahmen, da für sie zwei verschiedene Parabeln gelten, und zwar die eine unter 400°, die andere über 600°. Ob dies Verhalten mit der Gasabsorption des Metalls zusammenhängt, soll noch besonders untersucht werden.

Extrapolirt man das Normalelement Platin-Platinrhodium nach der Formel über den mit dem Luftthermometer gemessenen Bereich nach oben hinaus, so ergiebt die quadratische Gleichung der übrigen Elemente noch bei 1300° eine Uebereinstimmung bis auf 1° (Anh. Nr. 8). Neuerdings wird die Vergleichung der verschiedenen Thermoelemente unter einander in einem elektrischen Ofen bis 1500° durchgeführt. Die Heizung geschieht hierbei mit einer Spule aus Platiniridiumdraht, den die Firma Heraeus in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt hat.

Auch für das Element Eisen-Konstantan gilt bis zu 600° eine bis auf 1° genaue quadratische Formel, die aber unter 0° nicht mehr passt. Dies schliesst natürlich nicht aus, dass man auch für die unteren Temperaturen genaue quadratische Formeln aufstellen kann, wenn man den Gültigkeitsbereich hinreichend beschränkt.

Als Ergebniss dieser Messungen lässt sich erwarten, dass demnächst endgültige Zahlen für die Verwendung der Thermoelemente in der Glühtechnik aufgestellt werden können.

Tiefe Temperaturen[1]).

Bei der Temperatur der flüssigen Luft ist eine grosse Anzahl von organischen Körpern, wie Aethan, Butan, Pentan, Isopentan, Hexan, Trimethyläthylen, Amylen und Mischungen dieser Verbindungen mit Aethyläther auf ihre Brauchbarkeit als Thermometer-Flüssigkeit untersucht worden. Alle erwiesen sich jedoch dem Petroläther unterlegen, der in der Zusammensetzung des käuflichen Präparates aber wegen seines Zähewerdens in der flüssigen Luft auch schon eine unbequeme Vorsicht verlangt. Durch mehrfache fraktionirte Destillation des käuflichen Produkts wurde eine noch etwas beweglichere Flüssigkeit von etwa 15° Siedepunkt erzielt, die bei vorsichtiger Abkühlung der Thermometer auch in flüssiger Luft noch eine Uebereinstimmung von $\frac{1}{3}$° mit dem Wasserstoffthermometer bei verschiedenen Messungen ergab. Die Kuppe der Thermometerflüssigkeit benetzt bei steigender Temperatur in flüssiger Luft nicht bei allen Thermometern die Wandung der Kapillare gleichmässig, sodass nach längerem Eintauchen oft Verzerrungen des Meniskus entstehen, die zu Unsicherheit der Ablesungen um etwa 1° führen können. Man kann diese aber jederzeit beseitigen, wenn man das Thermometer nach der Erwärmung auf Zimmertemperatur wieder vorsichtig von Neuem eintaucht.

Elektrische Heizung[2]).

Im Zusammenhange mit der Bestimmung von Wärmeleitung mittels elektrischer Heizung wurde auch die Frage nach der theoretisch möglichen Maximalwirkung dieser Heizung in möglichst allgemeiner Form behandelt, wobei sich ein einfacher Zusammenhang zwischen den Temperaturen und elektrischen Spannungen ergiebt (Anh. Nr. 4).

Wärmeleitung[3]).

Die im vorigen Bericht näher beschriebene Methode zur direkten Bestimmung des Verhältnisses der Wärmeleitfähigkeit zur elektrischen Leitfähigkeit mittels Temperatur- und Spannungs-Messung an drei Punkten eines elektrisch erwärmten Stabes wurde für eine grössere Anzahl Stäbe (zum Theil reine Metalle, zum Theil Legirungen, im Ganzen bis jetzt 23 Stäbe) durchgeführt. Die Möglichkeit, diese Arbeit auch auf die kostbarsten Metalle auszudehnen, ist der Liberalität der Firma Heraeus in Hanau und der Gold- und Silberscheideanstalt in Frankfurt a. M. zu danken. Die Ausarbeitung der Methode und die Resultate sind bei Zimmertemperatur und 100° als abgeschlossen anzusehen. Aus dem Leitverhältniss wird, da das elektrische Leitvermögen leicht direkt zu bestimmen ist, das Wärmeleitvermögen erhalten. In Zukunft wird noch den Eisensorten eine besondere Aufmerksamkeit zuzuwenden sein.

Zugleich wurde für alle diese Stäbe die spezifische Wärme und die Thermokraft bei beiden Temperaturen in der ebenfalls schon früher geschilderten Weise bestimmt. Die Resultate dieser Messungen sind zu einem Theil im vorigen Thätigkeitsbericht mitgetheilt (vgl. *diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 211. 1899*). Vollständiger sind die Resultate inzwischen in den Sitzungsberichten der Berl. Akad. (Anh. Nr. 5) veröffentlicht worden, wo auch die Methoden und Apparate kurz beschrieben wurden. In der folgenden Tabelle sind nur die Zahlen für die Wärmeleitung bei 18° und 100° $\left(\frac{\text{Gr.-Kal.}}{cm.\text{Grad}}\right)$ für alle untersuchten Metalle zusammengestellt.

	Wärmeleitung			Wärmeleitung			Wärmeleitung	
	18°	100°		18°	100°		18°	100°
Aluminium	0,48	0,49	Zink I (Handelsmetall)	0,26	0,26	Eisen I (Handelsmetall)	0,160	0,151
Kupfer II (gegossen)	0,88	0,86	Zink II (rein)	0,264	0,261	Eisen II (wenig Kohlenstoff)	0,143	0,141
Kupfer III (gezogen)	0,91	0,90	Kadmium	0,220	0,214	Stahl (Handelsmetall)	0,108	0,107
Silber	1,00	0,99	Blei	0,082	0,081	Wismuth	0,019	0,016
Gold I (0,1% Fe; 0,1% Cu)	0,43	0,47	Zinn	0,145	0,135	Rothguss	0,142	0,169
Gold II (rein)	0,70	0,70	Platin	0,166	0,172	Konstantan	0,054	0,064
Nickel	0,142	0,138	Palladium	0,168	0,176	Manganin	0,052	0,063

[1]) Holborn, Day.

[2]) Kohlrausch.

[3]) Jaeger, Diesselhorst.

Eine ausführliche Beschreibung der Versuche unter Mittheilung des Beobachtungsmaterials befindet sich in Vorbereitung für den 3. Band der Wissenschaftlichen Abhandlungen[1]). Zu den bis jetzt untersuchten Materialien wird noch je ein Stab aus reinem Rhodium von etwa $^3/_4$ *kg* und ein solcher aus reinem Iridium von $^4/_3$ *kg* hinzukommen. Die aussergewöhnliche Härte der Stäbe verzögert sehr die Herstellung der drei zu den Versuchen nöthigen Bohrungen von je 0,5 *mm* Durchmesser, doch scheinen jetzt nach längeren Vorversuchen bei dem Rhodiumstab die Bemühungen einer Diamantschleiferei von Erfolg zu sein. Die zu den vorstehend erwähnten Messungen getroffenen Einrichtungen ermöglichen auch die Bestimmung des Thomson-Effekts in einfacher Weise; für einige Stäbe (reines Gold, Zink I, Manganin) ist derselbe bereits gemessen worden, für die anderen Stäbe soll dies noch geschehen. Zur Messung des Peltier-Effekts sind etwas andere Einrichtungen nöthig; doch soll auch diese Grösse noch bestimmt werden, um eine genaue Prüfung der Theorien der Thermoelektrizität zu ermöglichen. Ueberhaupt besteht die Absicht, nach Möglichkeit noch weitere physikalische Konstanten an denselben Stäben zu bestimmen. Die Versuche sollen bis zur Temperatur der flüssigen Luft und aufwärts bis etwa 1000° ausgedehnt werden; die Vorbereitungen hierzu sind bereits im Gange.

Arbeiten mit dem Fizeau-Abbe'schen Dilatometer[2]).

Für die Wiederaufnahme der Arbeiten mit dem Fizeau-Abbe'schen Dilatometer wurde einestheils das wegen der aufgetretenen Unregelmässigkeiten im Verhalten des Stahls beanstandete Stahltischchen durch einen von der Firma C. Zeiss in Jena gelieferten Quarzhohlzylinder mit Deckplatten, anderentheils die Luftheizung durch eine Dampfheizung ersetzt. Der Quarzhohlzylinder befindet sich hierbei im Innern eines allseitig von Dampf umspülten Gefässes, dessen Deckel nur die für den Strahlengang und die zur Einführung der Thermometer nöthigen Oeffnungen enthält. Dadurch, dass der gleichfalls von Dampf durchströmte Deckel aufgeschliffen ist, und durch Kondensiren des Abdampfes soll verhindert werden, dass die Luft im Innern des Gefässes durch Verbrennungsgase oder durch den Heizdampf verunreinigt und dadurch ihr Brechungsexponent in unkontrolirbarer Weise verändert wird.

Wärmedurchgang durch Heizflächen[3]).

Die Messung des Temperatursprunges beim Wärmedurchgang durch Heizflächen wurde mit dem im vorigen Thätigkeitsbericht (*diese Zeitschr.* **19.** *S. 211. 1899*) beschriebenen Apparat bei zwei verschiedenen Anordnungen der zur Temperaturmessung dienenden Thermoelemente ausgeführt. Diese wurden nämlich einmal senkrecht zur Wand des Messinggefässes, das andere Mal parallel zur Wand in dieselbe eingeführt, nachdem es gelungen war, Bohrungen von $^1/_2$ *mm* Durchmesser und 7 *cm* Länge herzustellen. Beide Beobachtungsreihen ergaben, dass sich der Temperatursprung genähert als lineare Funktion der Wärmemenge Q darstellen lässt, die in der Zeiteinheit durch die Querschnittseinheit der Heizfläche hindurchgeht. Als Leitungswiderstand aufgefasst, wird die Wirkung der Uebergangsschicht um so grösser, je schwächer der Wärmestrom ist; er nähert sich für wachsende Q einem konstanten Werthe, der im vorliegenden Falle dem Wärmewiderstand einer Eisenschicht von etwa 6 *mm* Dicke gleichkommt. Die Versuche sollen weiter auf den Fall ausgedehnt werden, dass das im Gefäss befindliche Wasser durch zugeleiteten Dampf erhitzt wird, während das Bad tiefer temperirt ist, sodass Wärmeübergang im umgekehrten Sinne stattfindet.

II. Elektrische Arbeiten.

Die ausführliche Veröffentlichung über die grundlegenden Messungen mit den fünf Quecksilbernormalrohren erfolgt im 3. Band der Wissenschaftlichen Abhandlungen[4]).

Normalwiderstände.

Im Januar d. J. wurde wie alljährlich die Vergleichung der zur Beglaubigung eingesandter Widerstände dienenden Drahtnormale von Abtheilung II mit denjenigen von Abtheilung I vorgenommen[5]). Die gute relative Uebereinstimmung dieser Vergleichung mit früheren

---

[1]) In dieser Zeitschrift soll nach dem Erscheinen der obigen Veröffentlichung ein ausführliches Referat hierüber mitgetheilt werden.

[2]) Scheel.

[3]) Holborn, Dittenberger.

[4]) Jaeger, Kahle.

[5]) Jaeger, Diesselhorst.

Messungen zeigt unter Berücksichtigung der bisherigen Erfahrungen, dass keiner dieser acht Widerstände eine grössere Veränderung erfahren hat. Unter der Annahme, dass das Mittel der sieben Manganin-Widerstände seit vorigem Jahr konstant geblieben ist, erhält man die in der folgenden Zusammenstellung angegebenen Zahlen; zum Vergleich sind einige frühere Werthe hinzugefügt. Der Temperaturkoeffizient ist in Milliontel angegeben. Der Widerstand Nr. 22 besteht aus Patentnickel, die übrigen aus Manganin. Die Veränderungen der Widerstände betragen, wie schon mehrfach erwähnt, nur einige Hunderttausendtel in dem Zeitraum von über sieben Jahren.

Werthe der Drahtnormale in intern. Ohm bei 18° C.

Nr.	148a	149a	150a	151	22	139	1_A	1_C
Temp.-Koeff.	+ 19	+ 15	+ 6	+ 21	+ 207	+ 31	+ 20	+ 20
Oktober 1892	1,012157	—	0,998560	0,997678	0,996887	0,997762	—	—
Januar 1896	2152	0,998575	8541	7690	—	7792	0,999890	0,999937
Februar 1899	2160	8590	8533	7709	6878	7819	9899	9946
Januar 1900	2159	8595	8523	7712	6874	7814	9906	9946

Kondensator-Kapazität[1]). Die in Aussicht genommene Bestimmung der Kapazität eines Luftkondensators, insbesondere auch die Untersuchung auf Konstanz, hat sich auf orientirende Versuche beschränkt. Da die ballistische Methode bei Kapazitäten von nur etwa 0,01 Mikrofarad nicht genügt, so wird die zuerst von Guillemin, später von W. Siemens, Klemenčič und Himstedt benutzte Anordnung in Aussicht genommen, bei der der Kondensator durch einen Unterbrecher abwechselnd geladen und entladen wird und wobei eine Differential- oder Brückenanordnung zu einer Nullmethode führt.

Eine unvollkommene Entladung des Kondensators ist nicht zu fürchten, weil bereits eine geringe Schwingungszahl von der Ordnung 20 in der Sekunde die Methode hinreichend empfindlich macht.

Normalelemente[2]). In Gemeinschaft mit dem Schwachstrom-Laboratorium von Abtheilung II wurde nach den hier gesammelten Erfahrungen eine grössere Zahl von Zink- und Kadmium-Normalelementen hergestellt, von denen ein Theil für Abtheilung II bestimmt ist und als Normale für die Prüfung und Beglaubigung der eingesandten Normalelemente dienen soll. Die in Abtheilung II ausgeführten Messungen an diesen Elementen haben die früher in der Ersten Abtheilung gefundenen Zahlen, über die im vorigen Thätigkeitsbericht Näheres mitgetheilt ist (*diese Zeitschr.* **19.** *S. 212. 1899*), in erfreulicher Weise bestätigt; die Abweichungen bleiben unter einem Zehntausendtel. Von Zeit zu Zeit sollen in Zukunft die Normalelemente von Abtheilung II und I verglichen werden, um in analoger Weise wie bei den Widerständen eine sichere Basis für die Prüfung eingesandter Elemente, sowie für die Messungen der Reichsanstalt selbst zu bilden.

Leitvermögen von Elektrolyten[3]). Die Untersuchung des Leitvermögens wässriger Lösungen, welche einen höheren Grad von Genauigkeit als den bisherigen anstrebt, ist an den Chloriden und Nitraten der gewöhnlichen Alkalimetalle mit dem gewünschten Ergebniss zum Abschluss geführt worden (Anh. Nr. 10). Unter den Resultaten verdient hervorgehoben zu werden, dass man in grosser Verdünnung, wo der Gang des Leitvermögens bisher nicht hinreichend sichergestellt war, die Beziehung aufstellen kann

$$\lambda_0 - \lambda = c \cdot m^{1/2},$$

wenn λ das Aequivalentleitvermögen bei der Konzentration m, λ_0 seinen Grenzwerth für unendliche Verdünnungen und c eine individuelle Konstante des Salzes bedeutet, deren Grösse in den genannten Salzen nicht sehr verschieden ist. Die Beziehung gilt merklich genau bis zu etwa $1/_{500}$ normaler Konzentration.

[1]) Grüneisen.

[2]) Jaeger und Lindeck.

[3]) Kohlrausch und M. E. Maltby.

III. Optische Arbeiten.

Die optischen Arbeiten hatten das Ziel, die grundlegenden Gesetze der Wärme- und Lichtstrahlung festzulegen. Im Anschluss daran sollen die Probleme der Leucht- und Heiztechnik gelöst werden, soweit sie sich durch Strahlungsversuche angreifen lassen.

Elektrisch geglühter schwarzer Körper[1].

Der elektrisch geglühte schwarze Körper wird jetzt von der Königlichen Porzellan-Manufaktur aus einer schwerer schmelzbaren und besser formbaren Masse hergestellt, die bis zur Temperatur von nahe 1900° abs. fest bleibt. Der Körper hat insofern eine einheitlichere Form erhalten, als das vom Platinzylinder umgebene Porzellanrohr mit den Diaphragmen und mit den Führungen für das Thermoelement in einem Stück gefertigt

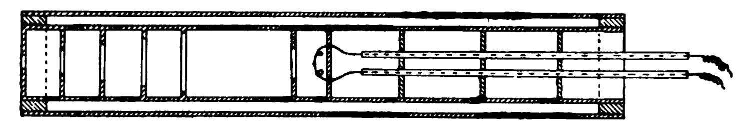


Fig. 3.

wird, sodass der Körper leichter eine gleichmässige Temperatur annimmt (vgl. Fig. 3). Sämmtliche zur Strahlung benutzten Theile sind mit einer Mischung aus Eisen-, Nickel- und Kobaltoxyd geschwärzt.

In diesem Körper können die Helligkeitsunterschiede des innersten zur Messung benutzten Hohlraumes fast vollkommen zum Verschwinden gebracht werden, wodurch ein scharfes Kriterium für Temperaturgleichheit gegeben ist, da die photometrische Helligkeit ausserordentlich viel schneller wächst als die Temperatur. (Nähere Angaben siehe unten unter „Lichteinheit".)

Um Einwände gegen die Form dieses Körpers zu prüfen, und da für die Temperaturen unter 800° abs. das photometrische Kriterium versagt, so wurde die Strahlung des elektrisch geglühten Körpers zwischen 600° und 800° abs. mit der Strahlung einer im Salpeterbade erhitzten Hohlkugel verglichen. Die Schwierigkeiten, welche durch die benachbarte Gasfeuerung für das Bolometriren entstehen würden, vermied man dadurch, dass der Salpeterkörper in einem besonderen Raum im Gasofen erhitzt und dann im Beobachtungsraum durch elektrische Heizung auf der gewünschten Temperatur gehalten wurde. Die Strahlung des Salpeterkörpers und des im Platinzylinder eingeschlossenen Porzellanrohres fanden sich innerhalb weniger Prozent gleich.

Prüfung des Stefan'schen Gesetzes zwischen 90° u. 1700° abs.[2].

Der oben beschriebene Körper gestattete, Temperaturen bis 1900° abs. zu erreichen, von 800° abs. abwärts wurden Körper in Bädern von flüssigem Salpeter, Wasserdampf und flüssiger Luft benutzt. Im Salpeterbad muss wegen des langsamen Temperaturausgleichs eine Rührvorrichtung angebracht werden. Das Gefäss für den Hohlkörper in flüssiger Luft wurde von der verdampften Luft vor dem Austritt in die Atmosphäre umspült, sodass möglichst wenig Wärme eindringen konnte.

Die Strahlungsmessungen ergaben im Temperaturintervall 90° abs. bis 1700° abs. die Erfüllung des Stefan'schen Gesetzes bis auf wenige Prozent. Bei noch höheren Temperaturen beginnt die Porzellanmasse zu leiten, sodass im Thermoelement ein Theil des Heizstromes verläuft, dessen Einfluss durch Wenden des Stromes noch genauer untersucht werden muss. Die Versuche sollen bis zu den höchsten erreichbaren Temperaturen fortgesetzt werden.

Lichteinheit[3].

Durch den schwarzen Körper ist eine definirte Oberfläche gegeben, sodass für die Lichteinheit ausser der Flächendimension nur noch eine gut definirte Temperatur gegeben zu sein braucht. Die Temperatur durch ein Thermoelement zu messen, würde eine sehr grosse Genauigkeit erfordern, da die Lichtintensität bei den hohen Temperaturen prozentisch ausgedrückt ungefähr fünfzehnmal so schnell wächst als die Temperatur selbst. Deshalb erscheint es vortheilhafter, zunächst eine Strahlungsquelle bei tieferer Temperatur, die durch

[1]) Lummer, Kurlbaum.
[2]) Lummer, Kurlbaum.
[3]) Lummer, Kurlbaum.

Siede- oder Schmelzpunkt gut gekennzeichnet ist, festzusetzen und dann eine hohe Temperatur dadurch zu definiren, dass irgend ein Vielfaches der ersten Strahlungsmenge ausgesandt werde. Es ist auch möglich, dass eine Messung der Gesammtstrahlung in absolutem Maass direkt zum Ziele führt.

Bis jetzt ist die frühere Methode, eine Temperatur festzuhalten, welche auf der Messung der Gesammtstrahlung und einer definirten Theilstrahlung beruht, insofern die empfindlichste, als die Theilstrahlung ungefähr ebenso schnell wie die Lichtintensität wächst. Bei Platin steigt die Lichtintensität mit der Temperatur noch schneller als beim schwarzen Körper.

Um die Schnelligkeit des Anwachsens der Helligkeit mit der Temperatur, zumal in der Nähe der Rothgluth, kennen zu lernen, sind zur Messung schwacher Lichtintensitäten besondere Versuche angestellt. Da die Funktion, welche die Abhängigkeit der Lichtintensität von der Temperatur darstellt, noch unbekannt ist, so wurde für ein kleines Temperaturintervall die Intensität J gleich der x-ten Potenz der absoluten Temperatur T abs. gesetzt. Die Tabelle giebt für jede Temperatur die vorläufigen Werthe von x.

T abs.	900	1000	1100	1200	1400	1600	1900
x	30	25	21	19	18	15	14

Es lässt sich erwarten, dass aus der Kombination der Funktionen, welche die Abhängigkeit der photometrischen und der bolometrischen Intensität von der Temperatur darstellen, die physiologische Empfindlichkeit des Auges für verschiedene Spektralbezirke abgeleitet werden kann.

Absolute Strahlungsmessungen[1]).

Die Fortsetzung der absoluten Strahlungsmessungen mit vollkommeneren Bolometern hat es wahrscheinlich gemacht, dass sich eine beliebige Temperatur auch durch die in *C.G.S.* ausgedrückte Strahlungsmenge definiren und genau reproduziren lässt.

Die Messung der Strahlungsmenge gebräuchlicher Lichtquellen ist in Angriff genommen, indem ein Apparat konstruirt wurde, der sowohl Bolometer wie Glühlampe ohne trennende Glasschicht aufnimmt und luftleer gepumpt wird, sodass die Strahlung der Kohle unbeeinflusst durch ein absorbirendes Medium gemessen werden kann.

Energievertheilung im Spektrum des schwarzen Körpers[2]).

Es wurde die Energievertheilung im Spektrum für mehrere, elektrisch geglühte, schwarze Körper unter möglichster Elimination der störenden Absorptionen in der Luft gemessen. Um die Versuchsbedingungen zu variiren, wurden die Versuche mit einem zweiten von Hrn. Prof. Braun in Strassburg geliehenen Flussspathprisma wiederholt. Die inzwischen publizirten Resultate ergaben die Richtigkeit des Wien'schen Verschiebungsgesetzes innerhalb des beobachteten Temperaturintervalls 700° bis nahe 1700° abs. Innerhalb weniger Prozente gilt

$$\lambda_m \, T = \text{konst.} = 2940$$
$$\text{und } E_m \, T = \text{konst.},$$

wo T die absolute Temperatur und λ_m die Wellenlänge ist, bei der die Energie ihr Maximum E_m besitzt.

Was die Form der Energiekurve betrifft, so ergeben die neueren Versuche mit Flussspath wiederum geringe Abweichungen von der Wien-Planck'schen Vertheilungsformel

$$E = C\lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c}{\lambda T}},$$

wo E die Energie, λ die Wellenlänge, e die Basis der natürlichen Logarithmen und C bezw. c dem schwarzen Körper eigenthümliche Konstanten sind. Um Aufschluss über diese mit

[1]) Kurlbaum.
[2]) Lummer, Pringsheim.

der Wellenlänge zunehmenden Differenzen zwischen Theorie und Experiment zu erhalten, wurden die Versuche auf die langen Wellen ausgedehnt. Man bediente sich hierzu eines Hrn. Rubens gehörigen Sylvinprismas, welches die Wellen bis 18 μ fast vollständig hindurchlässt, während Flussspath die Wellen von 12 μ an vollkommen absorbirt.

Dieser Umstand ermöglicht eine Anordnung des Versuchs, bei der man von dem störenden Einfluss der diffusen falschen Strahlung unabhängig wird. Bei dem schnellen Abfall der Energiekurven wird sich in Folge von Unreinheit der Prismen, Beugung an den Rändern der Blenden u. s. w. stets Energie vom Maximum auf die seitlicheren Kurventheile überlagern. Falls diese Fehlerquelle merklich ist, erscheinen die Kurven also zu beiden Seiten des Maximums zu hoch, wie es thatsächlich bei den Flussspathbeobachtungen der Fall ist. Beim Sylvinprisma wird man innerhalb des Gebiets von 13 μ bis 18 μ von der falschen Strahlung unabhängig, wenn man sich statt der wassergespülten Klappe eines Schirmes aus *Flussspath* bedient, der für die langen Wellen vollkommen undurchsichtig, aber für die vom Maximum und allen Wellen bis 12 μ kommende falsche Strahlung durchlässig ist.

Wegen seiner geringen Dispersion im Gebiet der kleineren Wellen kann Sylvin ohnehin nur zu Versuchen jenseits 10 μ benutzt werden. Für das Wellenlängengebiet von 10 μ bis 19 μ beträgt die Dispersion dagegen rund 3°. In Folge dieses Umstandes konnte man sich eines relativ breiten Bolometers und Spaltes bedienen, ohne zu grosse Fehler befürchten zu müssen. Die Spaltproportionalität war innerhalb weiter Grenzen bis auf wenige Prozente vorhanden, wenigstens bei relativ niederen Temperaturen. Als schwarze Körper dienten Hohlkugeln, die mit flüssiger Luft (— 188° C.), Wasserdampf (100° C.) oder flüssigem Salpeter (300° bis 500° C.) umspült waren. Von 400° C. aufwärts wurde der vorher beschriebene, elektrisch geglühte, schwarze Körper benutzt, der auch hier bei etwa 400° C. mit dem Salpeter-Hohlraum gleiche Werthe lieferte.

Man beobachtete für alle Temperaturen an den gleichen Spektralstellen und konstruirte die isochromatischen Kurven, die angeben, wie sich die Energie an einer Spektralstelle mit der Temperatur ändert. Trägt man $\lg E$ als Ordinate und $1/T$ als Abszisse auf, so muss man gerade Linien erhalten, falls die Wien-Planck'sche Gleichung gilt. Die Sylvinversuche ergaben eine deutliche Krümmung der isochromatischen Kurven, und zwar waren diese konvex gegen die $(1/T)$-Achse. Aus ihnen folgt, genau wie aus den bisherigen Flussspath-Versuchen, dass die in der Theorie als *Konstante* auftretende Grösse c sowohl mit der Wellenlänge, als auch mit der Temperatur anwächst. Diese Versuche sollen mit einem schmaleren Bolometer, wenigstens für die höheren Temperaturen wiederholt werden. Wenn dies zu dem gleichen Resultat führt, wird man annehmen müssen, dass die Wien-Planck'sche Formel für die Energievertheilung im Spektrum des schwarzen Körpers einer Korrektion bedarf.

Energievertheilung im Spektrum des blanken Platins und anderer Substanzen, sowie deren Reflexionsvermögen[1]).

In analoger Weise wie für den schwarzen Körper sind die Versuche auch für blankes Platin ausgeführt worden. Auch für dieses ist das Produkt $\lambda_m \cdot T$ eine Konstante, deren Werth aber nur 2600 beträgt; die maximale Energie wächst dagegen proportional T^6 an (Anh. Nr. 12a). Aus den Versuchen am Sylvinprisma, die wegen der geringen Emission des Platins und in Folge der veränderlichen Oberfläche relativ ungenau sind, ergeben sich isochromatische Kurven, welche für die langen Wellen nahe die gleichen Werthe von c liefern, wie der schwarze Körper. Es ist dies ein anderer Ausdruck dafür, dass das Reflexionsvermögen des blanken Platins von der Temperatur nahezu unabhängig ist.

Aus der Vergleichung der Emission des Platins mit der des schwarzen Körpers von gleicher Temperatur folgt unmittelbar die Grösse des Reflexionsvermögens von Platin. In folgender Tabelle sind einige vorläufige Zahlen mitgetheilt, die angeben, wieviel Prozent des einfallenden Lichtes vom Platin bei der absoluten Temperatur T und der Wellenlänge λ reflektirt werden.

[1]) Lummer, Pringsheim.

λ	T				
	600°	810°	1150°	1350°	1660°
1,2 μ			80		
2,4		86	84	84	83
3,6		90			
11,2	95	94	92	93	91
12,3	95	95	94	93	92
13,3	95	95	93	93	92

Das Reflexionsvermögen wächst also mit der Wellenlänge, scheint dagegen mit wachsender Temperatur ein wenig abzunehmen. Doch bedürfen auch diese Versuche einer Wiederholung mit absolut reinem Platin und schmalerem Bolometer, ehe die aus ihnen gezogenen Schlüsse zwingend sind.

Orientirende Versuche sind noch über die Emission von einigen anderen Substanzen ausgeführt worden, welche in der Heiz- und Leuchttechnik eine Rolle spielen. In folgender Tabelle ist das aus der Emission bei 100° C. abgeleitete Reflexionsvermögen von Russ, Eisenoxyduloxyd, Eisenoxyd und diffus reflektirendem Porzellan für einige längere Wellen mitgetheilt.

Substanz	8,7 μ	10 μ	11 μ	12 μ
Russ	5	7	10	—
Eisenoxyduloxyd	12	11	9	10
Eisenoxyd	5	9	14	20
Porzellan	10	13	12	15

Diese Versuche sind noch, zumal in Bezug auf Eisenoxyduloxyd und Eisenoxyd über ein grösseres Wellenlängengebiet und auch auf höhere Temperaturen auszudehnen. Die mit dem Sylvinprisma erhaltenen Zahlenwerthe in Bezug auf die Wellenlängen 10 μ und darunter müssen mit dem Flussspathprisma kontrolirt werden.

Die Energievertheilung im Spektrum einiger gebräuchlicher Lichtquellen, wie der Bogenlampe, Glühlampe u. s. w. wurde vorläufig nur zwecks Auffindung der Lage der maximalen Energie gemessen. Unter der Annahme, dass die in den Lichtquellen strahlenden Substanzen in Bezug auf ihre Strahlungseigenschaften in der Mitte zwischen Platin und schwarzem Körper stehen, kann man mit Hülfe der Konstanten $\lambda_m \cdot T$ für Platin und schwarze Körper aus der Lage des Energiemaximums im Spektrum einer Lichtquelle auf deren Temperatur schliessen (Anh. Nr. 12b).

Die Versuche sollen in der Weise erweitert werden, dass man die Emission mit der des schwarzen Körpers vergleicht, hierdurch das Reflexionsvermögen der glühenden Substanzen erhält und so ein Urtheil über die Oekonomie der Lichtquelle gewinnt. Zunächst ist die Kohle der elektrischen Glühlampe der Untersuchung dadurch zugänglich gemacht worden, dass man eine Glühlampe mit einem dicken geraden Kohlefaden herstellen liess, der sich in der Mitte einer kugelförmigen Glashülle befindet, deren halsartiger Ansatz mit einem Fenster aus Flussspath verschlossen ist. Durch Versilberung der Glashülle im Innern kann man die Strahlung der Kohle künstlich zu nahe der des schwarzen Körpers erhöhen und gewinnt so aus der Vergleichung der Energiekurven mit und ohne Versilberung unter Festhaltung der Temperatur des Kohlefadens, etwa durch Widerstandsmessung, ein Mittel zur Beurtheilung der Schwärze der Kohle des Glühfadens.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

Quarzfadenwaage zur Bestimmung der Schwere.

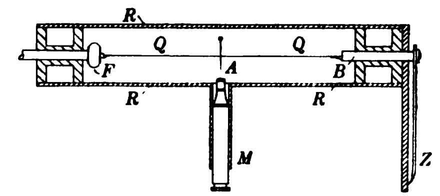
Von R. Threlfall und J. A. Pollock. *Phil. Trans. of the Roy. Soc. of London, Serie A.* **193.** *S. 215. 1899.*

Von 1888 bis 1892 haben sich die Verfasser damit beschäftigt, auf statischem Wege Schwerevariationen zu messen; im Anfange erschien es ihnen leichter, solche Aenderungen, wie sie etwa durch den Einfluss des Mondes bewirkt werden, an einem fest aufgestellten Instrument zu bestimmen, als Schweredifferenzen zwischen verschiedenen Stationen. Sie gaben aber selbst die Versuche auf, da es ihnen hoffnungslos erschien,

1. den Mondeinfluss von instrumentellen (namentlich thermischen) Unregelmässigkeiten zu trennen und

2. überhaupt die nöthige Empfindlichkeit zu erreichen. Sie gingen deshalb im Jahre 1892 an die Konstruktion eines tragbaren Instrumentes und im Jahre 1897 wurde die erste Reise mit einem solchen unternommen.

Sie benutzen einen 30 *cm* langen, horizontal gelagerten, versilberten Quarzfaden (*Q* in der schematischen Figur) von 0,038 *mm* Dicke, in dessen Mitte senkrecht zur Längsrichtung ein leichter Metallarm *A* (Gewicht 0,018 *g*) angelöthet ist. Das eine Ende des Fadens wird bei *F* federnd befestigt, sodass der Faden in einer gewissen Spannung erhalten werden kann; das andere Ende wird an einem Bolzen *B* angelöthet, der durch den die Feder und den Faden tragenden Rahmen *R* hindurchgeht. Der Bolzen trägt am anderen Ende einen Zeiger *Z*, dessen Spitze über eine ebenfalls am Rahmen befestigte Kreistheilung gleitet. Um die Empfindlichkeit zu erhöhen, werden beide Enden des Quarzfadens mehrere Male tordirt, jedenfalls soweit, dass der Metallarm nahezu horizontal liegt und dass er doch noch vermöge seines Gewichts genügend weit vom Umschlagen entfernt ist, was bei weiterer Torsion leicht erreicht werden könnte. Der Rahmen kommt in eine luftdichte, gegen Temperaturstrahlung gut geschützte Kupferröhre. Es wird bei konstantem Luftdruck und zur Zeit eines Temperatur-Maximums oder -Minimums, aber nicht bei Temperaturgang beobachtet; die eingepumpte Luft wird vorher chemisch gereinigt.



Das eine Ende des Metallarmes *A* wird auf die Fäden eines genau horizontal zu stellenden, mit dem Apparat fest verbundenen Mikroskops *M* von hundertfacher Vergrösserung eingestellt. Entfernt sich das Armende von der Nullstellung, etwa in Folge von Temperatur- oder Schwereänderung, so kann es durch mikrometrische Bewegung des mit dem Quarzfaden verbundenen Zeigers, also durch eine Vermehrung bezw. Verminderung der Torsion wieder in seine Nullstellung im Mikroskop zurückgebracht werden. Der Betrag der Drehung wird mittels Lupe an der Kreistheilung abgelesen. Die Bedingung für die Brauchbarkeit des Apparates ist also die Unveränderlichkeit oder wenigstens exakte Wiederherstellung des Systems: Quarzfaden mit seiner federnden Aufhängung — angelötheter Metallarm — Kreistheilung — Mikroskop.

Der Apparat ist in ziemlich komplizirter Weise und in hohem Grade empfindlich gegen Temperatureinflüsse; beste Tonnelot'sche Quecksilberthermometer folgten der Temperatur viel langsamer als der Quarzfaden *R*. Es wurden deshalb Platinthermometer mit Widerstandskästen aus Manganin nach den Angaben der Reichsanstalt benutzt; der doppelt gewickelte Platinfaden lag parallel zum Quarzfaden in dessen ganzer Länge.

Beim Transport wurde der Metallarm durch eine besondere Vorrichtung in sorgfältigster Weise geklemmt.

Die Hauptschwierigkeiten sind 1. Auffinden eines geeigneten Quarzes; 2. Anfertigung eines gleichmässig dicken Fadens; die Verf. haben bisweilen bis zu 14 Tagen Fäden „schiessen" müssen, ehe sie *einen* brauchbaren erhielten; 3. Zerbrechlichkeit des Fadens,

namentlich bei den mehrfachen Manipulationen beim Anlöthen an beiden Enden und bei der Anbringung des Metallarmes; 4. Auffinden eines geeigneten Löthmetalles; 5. Auffinden einer geeigneten Form für die Federn F; bei beiderseitiger starrer Befestigung war überhaupt keine Aussicht auf Erfolg vorhanden; 6. Veränderlichkeit der Nullstellung in einer bestimmten Richtung, die sich schon bei einem Tage Zwischenzeit bemerklich machte; 7. komplizirte, starke thermische Empfindlichkeit; 8. bisweilen eintretende Veränderung der Nullstellung aus unbekannten Ursachen; 9. sehr genau nothwendige Horizontirung der Kollimationsachse des Mikroskopes bei jeder Aufstellung; die Verfasser haben diese als erreicht angesehen, wenn ein Aufsatzniveau ($1^p = 2''$) in beiden Stellungen einspielte.

Verschiedene Quarzfäden sind der Schwere gegenüber verschieden empfindlich und müssen durch je eine besondere Reise zwischen 2 Punkten von anderweit bekannter Schweredifferenz kalibrirt werden.

Um die Leistungen des Instrumentes, wie es die Verf. in den Jahren 1897/98 auf mehreren Reisen benutzt haben, einigermaassen zu kennzeichnen, mögen folgende Angaben dienen.

Die Ablesegenauigkeit der Kreistheilung ist 5 Bogensekunden; $^1/_{100\,000}$ der Schwerkraft g, also etwa 0,00010 m entspricht einer Torsion um 1,06 Bogenminute; 0,1° Temperaturänderung entspricht einer Torsion um 1,58 Bogenminute; die Ungenauigkeit der Temperaturbeobachtung ist kleiner als 0,01°. Ein Pars der Mikroskoplibelle entspricht einer Torsion um 8,3 Bogenminuten.

Die Verfasser glauben die Schwere bis auf $^1/_{300\,000}$ ihres Werthes (innere Ungenauigkeit) bestimmen zu können. Zur Prüfung haben sie sowohl 1897 als 1898 die Schweredifferenz Sidney-Melbourne nachgemessen; diese war aus anderweiten Messungen zu $277 \cdot 10^{-5}$ m gefunden worden. Die Verf. beobachten

1897	Unterschied der Kreisablesungen	34	Bogenminuten
1898	„ „ „	31,5	„
	und nehmen als Endresultat rund	30	Bogenminuten,

sodass $^1/_{100\,000}$ von g, wie oben erwähnt, etwa 1,1′ entspricht.

Ein Bild von der eigentlichen inneren Genauigkeit aus den Beobachtungen zu bekommen ist schwierig, da eine etwas abweichende Beobachtung ohne Angabe des Grundes verworfen wird (*S. 251*).

Einem Schwereunterschied von $277 \cdot 10^{-5}$ entspricht ein Unterschied in den Schwingungszeiten eines Sterneck'schen Pendels von rund $700 \cdot 10^{-7}$ Zeitsekunden, eine Grösse, die leicht, allerdings mit mindestens 2 Zeitbestimmungen, bis auf 10^{-7} Sek. im Maximum bestimmt werden kann. Lässt man sich $700 \cdot 10^{-7}$ Sek. und 30′ Torsionswinkel entsprechen, so entsprechen obigen beiden Jahresresultaten etwa die Grössen $790 \cdot 10^{-7}$ und $730 \cdot 10^{-7}$ Sek., was zum ungefähren Vergleich der Genauigkeit dieser statischen mit der Pendelmethode dienen kann.

Die mühevolle Arbeit der Verf. bedeutet einen wesentlichen Schritt vorwärts in dem Beginnen, einen Ersatz für die mit Zeitbestimmungen verbundenen und dadurch vom Wetter abhängigen Pendelbeobachtungen zum Zwecke der Schwerebestimmung zu schaffen.

Sn.

Lippincott's Planimeter.

Von A. G. Greenhill. *The Engineer* ***88.*** *S. 614. 1899.*

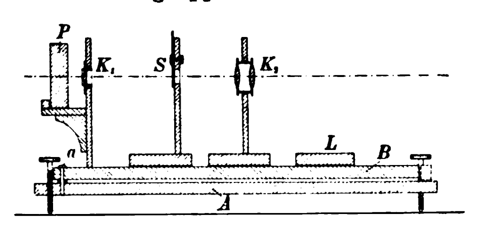
Prof. Greenhill giebt in diesem reich illustrirten Aufsatz ausser der Anleitung zum Gebrauch auch eine einfache Theorie des Instruments, das in etwas abgeänderter Form nicht nur zur Ermittlung der Flächen von Indikatordiagrammen (wenn auch dies die Hauptanwendung bleiben wird), sondern auch zu andern planimetrischen Arbeiten bestimmt ist. Die Rolle ist bekanntlich mit scharfem Rand versehen, und nicht die Anzahl der Rollenumdrehungen, wie bei Amsler's Planimeter u. s. f., sondern die Strecke der Seitenbewegung dieser Rolle in ihrer Achse giebt hier das Maass für die umschriebene Fläche. Als Haupt-

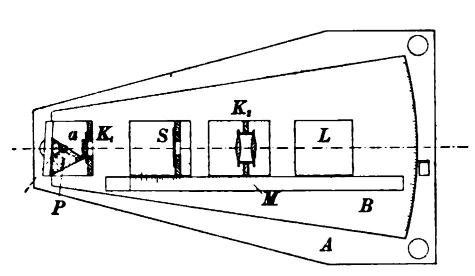
vorzug des Instruments wird betont, dass eine Veränderung des Durchmessers der scharfen Rolle (und selbst eine kleine Verletzung ihres Randes) ohne Einfluss auf das Resultat ist. Dagegen kann bei dem Polarplanimeter die Genauigkeit der Flächenbestimmung durch beliebige Wiederholung der Umfahrung vergrössert werden, beim Lippincott'schen Instrument aber kann man höchstens einmal mit dem, einmal gegen den Uhrzeigersinn die Fläche umfahren. Am Schluss giebt der Verf. die wichtigste Literatur des Instruments an (theoretische Begründungen durch Henrici, Hele-Shaw, Macfarlane Gray und Maxwell). Der Preis des Instruments ist etwa 60 M. *Hammer.*

Beleuchtungsapparat für gleichmässige Beleuchtung mikroskopischer Objekte mit beliebigem einfarbigen Licht.

Von A. Köhler. *Zeitschr. f. wissenschaftl. Mikroskopie* **16.** *S. 1. 1899/1900.*

Der Hartnack'sche Apparat für Beleuchtung mit spektral zerlegtem Licht hat den Nachtheil, dass die einzelnen Theile des Gesichtsfeldes in etwas verschiedenfarbigem Licht erscheinen; auch muss auf die Verwendung des Abbe'schen Beleuchtungsapparats verzichtet werden. Der Verf. giebt eine in dieser Hinsicht verbesserte Anordnung an, indem er an seine Beleuchtungsmethode für Mikrophotographie anknüpft (vgl. *diese Zeitschr.* **14.** *S. 410. 1894*). Der Apparat ist von ihm selbst mit einfachen Mitteln konstruirt.





Auf dem mit drei Stellschrauben versehenen Grundbrett A (vgl. die Figur) ist ein sektorförmiges Brett B um die Achse a drehbar angebracht. An dem einen Ende desselben steht der Träger für die Kollektorlinse K_1 und das Schwefelkohlenstoffprisma P; die übrigen Träger mit Spalt S, Spaltkollektor K_2 und Lichtquelle L sind längs der Kante eines Lineals M verschiebbar. Der Spaltkollektor entwirft ein Bild der Lichtquelle auf dem Spalt; Kollektor und Prisma erzeugen auf dem Mikroskop-Kondensor ein Spektrum, dessen einzelne Stellen durch Drehen des Sektors über die Blendenöffnung geführt werden können, bis das Licht von der gewünschten Farbe eintritt. Mit Hülfe des Kondensors wird endlich das Kollektorbild scharf in die Präparatebene eingestellt. Für die Aufstellung und Justirung des Apparats giebt der Verf. eine gründliche Anleitung. Auch finden die Fragen, wovon die Grösse und gleichmässige Färbung des Sehfelds, die Reinheit der Farbe und die Helligkeit abhängt, eine sorgfältige und eingehende Behandlung. *A. K.*

Ein neues Laboratoriumspektroskop.

Von A. de Gramont. *Compt. rend.* **128.** *S. 1564. 1899.*

Bei den laufenden Untersuchungen des Laboratoriums handelt es sich oft um rasche Vergleichung der beobachteten Spektra mit den Tafeln eines Atlas. Die gemessenen Abstände der Spektrallinien müssen zunächst auf die in der Tafel gegebenen Abstände derselben Linien umgerechnet werden, wozu man sich einer für jeden Apparat einmal bestimmten Tabelle oder Kurve bedient.

Der Verf. hat nun ein gewöhnliches Kirchhoff'sches Spektroskop (Fig. 1) mit einigen Abänderungen versehen, sodass die Vergleichung der Spektra *direkt* erfolgen kann. Zu dem Zweck ist erstens die Grösse des Skalenbilds veränderlich; mittels des Triebs C_1 können die Linsen L und L_1 um 50 *mm* von einander entfernt werden, sodass die Brennweite der Kombination von 95 bis 108 *mm* wächst; dabei muss jedoch die Skale M (15 *mm* in 250 Theile) durch den Trieb C_m neu eingestellt werden. Die Tubustheilungen, an denen diese Bewe-

gungen abgelesen werden, sind so eingerichtet, dass für zugehörige Stellungen der Linsen und der Skale die gleichbezifferten Theilstriche am Index erscheinen. Noch grössere Bequemlichkeit würde wohl eine geeignete mechanische Kupplung beider Bewegungen gewähren.

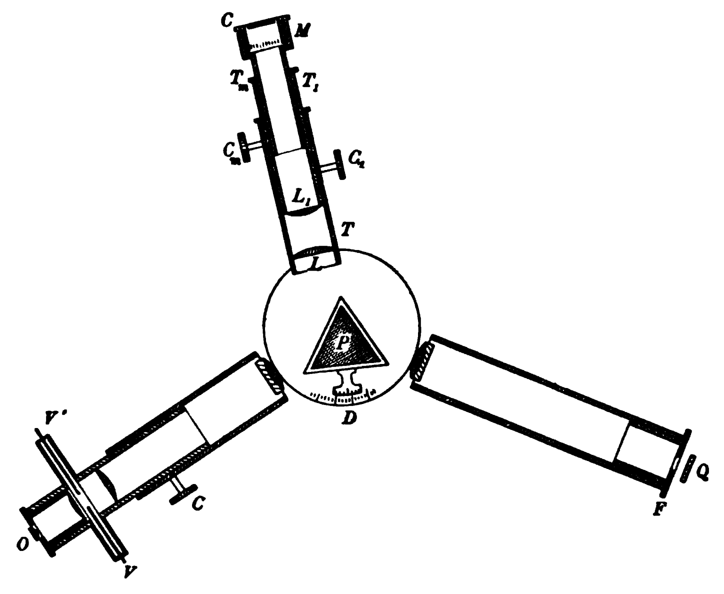


Fig. 1.

Um ferner die relative Dispersion der einzelnen Theile des Spektrums zu variiren, können dem Prisma kleine Drehungen in der Nähe der Stellung für Minimalablenkung ertheilt werden, welche bei D abgelesen werden. Die Wirkung ist für ein 60°-Prisma von Flintglas (H_α : 1,6457; H_β : 1,6630) in Fig. 2 zu erkennen. Als Abszissen sind die Skalentheile

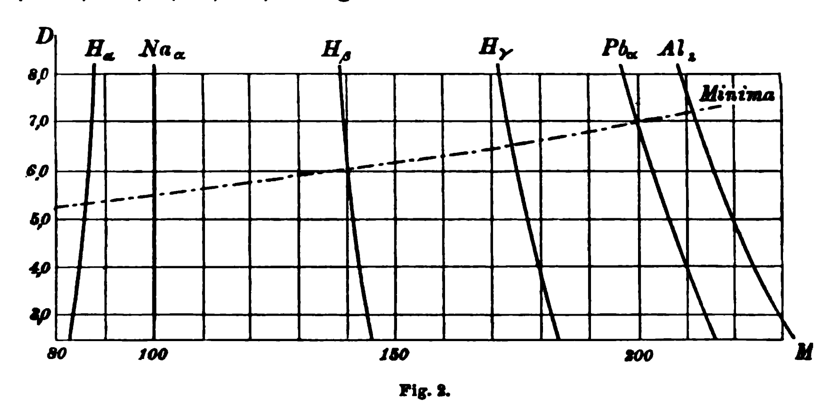


Fig. 2.

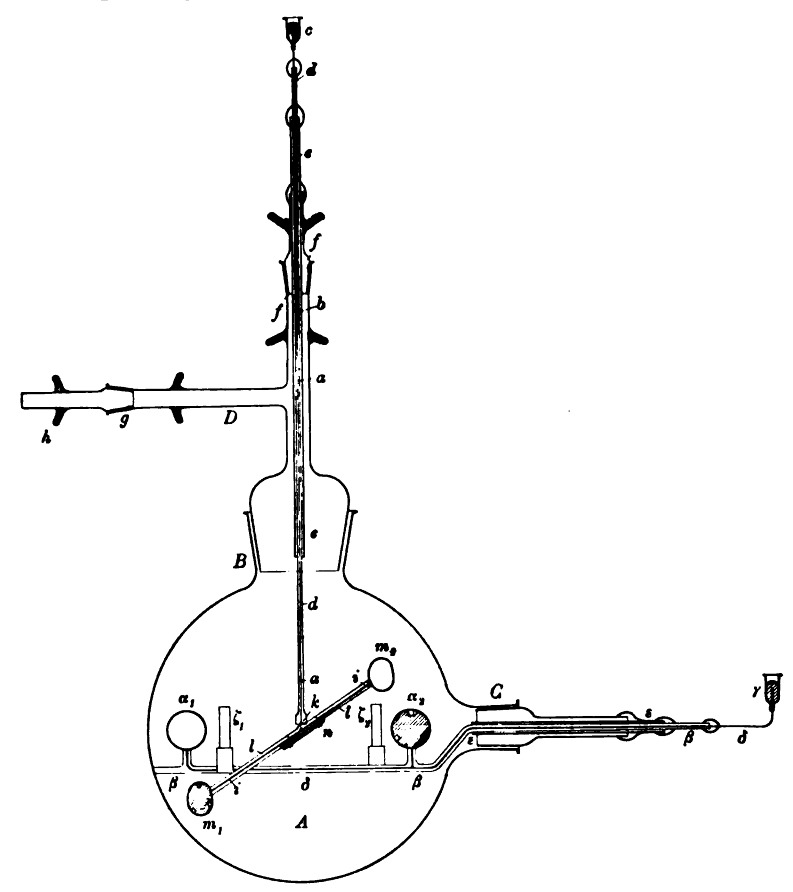
bei einer mittleren Vergrösserung (22,5 *mm* Linsenabstand) aufgetragen, als Ordinaten die Drehungen des Prismas in Grad von einem willkürlichen Anfangspunkt gerechnet. Für jede Stellung des Prismas giebt die entsprechende der Abszissenachse parallele Gerade die Abstände der Spektrallinien. *A. K.*

Zur Mechanik der Glimmlichtphänomene.

Von H. Ebert. *Sitzungsber. d. Münch. Akad. 1899. S. 23.*

In einer früheren Arbeit hatte Ebert die Erscheinungen beschrieben, die auftreten, wenn man einen hochgespannten Wechselstrom von grosser Wechselzahl durch einen Raum mit verdünntem Gas schickt. Zur Stromerzeugung benutzte er einen kleinen vierpoligen

Umformer, der, mit Gleichstrom beschickt, einen Wechselstrom von 800 bis 1000 Polwechseln in der Sekunde zu liefern vermochte. An die sekundären Pole eines mit diesem Wechselstrom erregten Transformators wurde eine einfache zylindrische Entladungsröhre angeschlossen und die effektive Stromstärke und Spannung an den Enden der Röhre bei abnehmendem Gasdruck gemessen. Zunächst nimmt bei abnehmendem Druck die Stromstärke zu, die Spannungsdifferenz an den Elektroden ab. Gleichzeitig beginnen sich von der Kathode aus Glimmlichtstrahlen langsam nach der Mitte der Röhre zu auszubreiten. Sobald sich nun die Glimmlichter, die wechselseitig nach einander von der jeweiligen Kathode ausgehen, in der Mitte der Röhre berühren, tritt eine Umkehr der Erscheinung ein: die Stromstärke vermindert sich, die Spannung wird erhöht. Durch Hittorf und Warburg ist gezeigt worden,



dass diese Glimmlichter freie positive Ladungen enthalten. Ebert nimmt nun an, dass die durch das Glimmlicht geladenen Ionen ihren veränderten Zustand auch *nach* dem Aufhören der sichtbaren Entladung eine gewisse Zeit beibehalten und dass sie dem Eindringen neuer Glimmlichtstrahlen einen gewissen Widerstand entgegensetzen. Denkt man sich mit O. Lehmann und Righi die das Glimmlicht tragende Elektrode wie mit einer Wolke positiv geladener Theilchen umgeben und schreibt den Glimmlichtstrahlen eine gewisse „Steifheit" zu, so wird es erklärlich, wie das Vordringen der Glimmlichtspitzen in *denselben* Theil des Gasraumes eine Wirkung zurück bis zu den Elektroden auszuüben vermag.

Um diese Wirkung thatsächlich nachzuweisen, konstruirte Ebert eine Vakuumdrehwaage.

Eine dickwandige Glaskugel *A* von 14 *cm* Durchmesser ist mit einem 4,5 *cm* weiten Schliff *B* und einem 1,8 *cm* weiten Schliff *C* versehen. Die Drehwaage ist an einem 18 *cm* langen, 0,03 *mm* dicken Konstantandraht *a* aufgehängt, der zum Schutz gegen Entladungen von einer engen, unten napfförmig erweiterten Glasröhre *d* umgeben ist; oben ist der Kon-

stantandraht an einen starken Kupferdraht *b* gelöthet, der mit dem Quecksilbernapf *c* in Verbindung steht. Die Schutzröhre ist in die Tragröhre *e* eingekittet, letztere ist im Schliff *f* drehbar; an einer Skale kann die Torsion, die man durch Drehen des Schliffes *f* dem Torsionsdraht ertheilt, abgelesen werden. Das seitliche Rohr *D* führt durch zwei senkrecht zu einander gerichtete Schliffe zur Quecksilberluftpumpe; man kann somit dem Rohre *d* jede beliebige Neigung zur Vertikalen geben und bewirken, dass der Torsionsdraht nirgends anstösst. Das bewegliche System selbst besteht aus einem dünnen, 8 *cm* langen Aluminiumdraht *i*, welcher von einer eng anschliessenden Glasröhre *l* umgeben ist; durch die Oeffnung *k* in der Glasröhre wird der Aufhängedraht zugeführt und am Draht *i* befestigt. Die Enden von *i* tragen durch kleine Hülsen zwei kreisförmige Elektroden m_1 m_2 aus Aluminiumblech von 1,5 *cm* Durchmesser. Zur Regulirung der Empfindlichkeit ist an das Glasrohr *l* eine feine, stark magnetisirte Nadel *n* gebunden. Das ablenkende System besteht ebenfalls aus zwei Aluminiumscheibchen α_1 α_2 von denselben Abmessungen, wie die des beweglichen Systems; sie sitzen an einer Glasröhre β, welche mittels der Halteröhre ε im Schliff *C* befestigt ist. Der Zuführungsdraht δ im Innern der Röhre verbindet die Scheibchen α_1 α_2 mit dem Quecksilbernapf γ. Zwei Anschläge ζ_1 ζ_2 aus Glimmer, die auf die Röhre β aufgesetzt sind, verhindern das Berühren der Elektroden. Schliesslich können die von einander abgewandten Seiten der Elektroden mittels kleiner umgebogener Häkchen mit Glimmerblättchen bedeckt werden, sodass die Entladungen nur auf den einander zugewandten Flächen erfolgen. Da die zu beschreibenden Kraftwirkungen ziemlich gross sind, so hat Ebert auch noch eine einarmige Drehwaage angegeben, die nach denselben Prinzipien konstruirt ist und deshalb nicht weiter beschrieben werden soll.

Bei den Versuchen wurden die sekundären Pole des Transformators mit den Näpfchen *c* und γ verbunden, sodass das feststehende und das bewegliche System eine effektive Spannungsdifferenz von etwa 2800 Volt besassen. Ist nun der Luftdruck in der Kugel *A* hoch, so sind die einander gegenüberstehenden Aluminiumplatten in jedem Augenblick ungleichnamig geladen; dementsprechend beobachtet man eine ziemlich starke Anziehung der Elektroden, sodass das bewegliche System an ζ_1 ζ_2 anschlägt. Dieser Zustand bleibt bestehen, bis der vordere Glimmlichtsaum die Mitte des Abstandes der gegenüberstehenden Elektroden überschreitet. Es tritt von diesem Moment an eine nach Maassgabe der weiteren Ausdehnung des Glimmlichtstreifens stärker und stärker werdende Abstossung der Elektroden ein.

Die zeitlich nacheinander von der beweglichen und der festen Elektrode ausgehenden Glimmlichter wirken auf einander wie elastische Kissen. Betrachtet man die Entladungen im rotirenden Spiegel, so erkennt man, dass die Erscheinung beim Zeichenwechsel des Wechselstromes sich vollkommen umlagert; dazwischen liegt ein Moment, in dem die Röhre völlig dunkel ist. Die Wirkung muss also auf einer unsichtbaren Nachdauer in der Wirkung der sichtbaren Glimmlichterscheinung beruhen. *E. O.*

Neu erschienene Bücher.

L. Ambronn, Handbuch der astronomischen Instrumentenkunde. Beschreibung der bei astronomischen Beobachtungen benutzten Instrumente, sowie Erläuterung der ihrem Bau, ihrer Anwendung und Aufstellung zu Grunde liegenden Prinzipien. 2 Bde. Lex. 8°. IX, VII, 1276 S. m. 1185 in den Text gedr. Fig. Berlin, J. Springer 1899. Geb. in Leinw. 60,00 M.

Allen, die mit astronomischen Instrumenten umzugehen haben, Astronomen, Geodäten und besonders auch Mechanikern, dürfte das von einem seit langen Jahren in der astronomischen Praxis stehenden Gelehrten verfasste, durchaus den heutigen Standpunkt mechanischer Kunst repräsentirende Werk über astronomische Instrumentenkunde höchst willkommen sein. In erster Linie sollte das Werk von den zur Ortsbestimmung der Gestirne dienenden Instrumenten handeln, doch hat Verfasser der Vollständigkeit wegen auch die zur

Erforschung der physikalischen Eigenschaften der Gestirne dienenden Instrumente einer Besprechung unterzogen, wenn er auch namentlich bei den zu spektralanalytischen Untersuchungen gebrauchten Instrumenten weniger ausführlich gewesen ist, einmal um das Werk nicht allzu umfangreich zu machen, und zweitens, weil auf diesem Gebiet astronomischer Forschung bereits sehr gute, auch die instrumentelle Seite gebührend berücksichtigende Werke, so von v. Konkoly, Müller, Scheiner, vorliegen. Im Allgemeinen aber muss man dem Ambronn'schen Handbuch nachrühmen, dass die verschiedenen Apparate und Instrumente gleich eingehend besprochen sind, dass für jede Gattung von Instrumenten eine grosse Anzahl von Typen, wie sie aus den verschiedenen Werkstätten des In- und Auslandes hervorgehen, dem Leser in Abbildung und Beschreibung vor Augen geführt wird. Das war dem Verf., wie er in der Vorrede selbst angiebt, nur dadurch erreichbar, dass er von seinen Kollegen und den Mechanikern bereitwillige Unterstützung erfuhr. Besonders dürften die Mittheilungen von Beschreibungen und Zeichnungen, die dem Verfasser aus den mechanischen Werkstätten zugingen, von grossem Werth gewesen sein. Von mancher Seite floss dem Verf. das Material so reichlich zu, dass er gar nicht in der Lage war, alles zu verwenden. Namentlich konnten Instrumente, die bloss noch ein historisches Interesse besitzen, nur in geringer Zahl in das Werk aufgenommen werden; Ambronn hofft, das Material später bei anderer Gelegenheit veröffentlichen zu können, etwa in einer „Geschichte des Meridiankreises“ oder in einer „Geschichte des Doppelbildmikrometers“. Kurze historische Rückblicke auf die allmähliche Entwickelung der einzelnen Instrumententypen giebt Verf. jedoch auch im vorliegenden Werk, wofür ihm der Leser gewiss Dank weiss.

Was dem Ambronn'schen Handbuch ausserordentlichen Werth verleiht, das sind die zahlreichen, dem Text eingefügten Abbildungen, durch die der Leser einen ausgezeichneten Ueberblick über die sowohl nach den Ländern, wie im Speziellen nach den Firmen verschiedenen Konstruktionstypen erhält, auf welche er überdies natürlich noch durch den Text aufmerksam gemacht wird. So kommen zur Abbildung 35 transportable Universalinstrumente, 30 Durchgangsinstrumente, 23 Meridiankreise, 48 parallaktisch aufgestellte Refraktoren (für visuelle Beobachtungen), 16 Reflektoren, 22 Altazimuthe und Zenithteleskope, 9 Heliometer 9 zur Photographie von Himmelsobjekten dienende parallaktisch aufgestellte Refraktoren und Kameras, 6 zur Projektion der Sonne auf einen Schirm dienende Fernrohre und zu ihrer photographischen Aufnahme dienende Heliographen, 9 Heliostaten, 10 Sextanten, 13 mit Vollkreisen versehene Reflexionsinstrumente, 12 Kreistheilmaschinen, 16 Chronographen u. s. w. Ausserdem finden sich natürlich zahlreiche Abbildungen einzelner Theile dieser Instrumente vor.

Nicht unberücksichtigt durfte die Theorie der Instrumente und die Bestimmung ihrer Fehler bleiben. In leicht verständlicher Weise zeigt Verf., wie diese letzteren entweder mit Hülfe besonderer Apparate (Niveau, Kollimator u. s. w.) oder aus zweckmässig angestellten Beobachtungen gefunden werden können, und giebt, wo es zum Verständniss irgend wünschenswerth ist, ein numerisches Beispiel. So wird am Schluss des Kapitels über die Doppelbildmikrometer auch die bekanntlich recht umständliche Auswerthung der Messungen mit solchen Instrumenten ausführlich erläutert und die Reduktion einer mit einem Heliometer gemessenen Distanz und des Positionswinkels an einem Zahlenbeispiel vollständig durchgeführt.

Bei Ableitung der Formeln für die Neigung der Horizontalachse eines Durchgangsinstruments bei ungleicher Zapfendicke auf *S. 1021 u. 1022* ist, wie hierbei erwähnt werden möge, $\sin 1''$ und $\sqrt{2}$ einige Male in den Zähler statt in den Nenner gesetzt, die beiden Endformeln sind jedoch richtig angegeben; nur sollte hinzugefügt sein, dass sie für zwei um 180° verschiedene Lagen der Achse, die eine z. B. bei westlicher, die andere bei östlicher Lage des Einstellungskreises gelten.

Ferner kommen auf *S. 1037*, wo die von Ambronn schon in *dieser Zeitschr.* ***11.*** *S. 77. 1891* angegebene Methode zur Bestimmung der Fadenneigung im Meridianrohr auseinandergesetzt wird, einige Verwechselungen von Vorzeichen vor. Die richtigen Schlussformeln

sind $p = \frac{\alpha + \alpha'}{2}$ und $\gamma = 90^0 - \frac{\alpha - \alpha'}{2}$, nach welchen das dort behandelte Beispiel übrigens auch gerechnet ist.

Einige andere gelegentliche Versehen, wo etwa Halbmesser für Durchmesser, *cm* für *mm* steht, werden vom aufmerksamen Leser sofort als solche erkannt und verdienen keine weitere Anführung.

Das Werk ist in sieben Abschnitte eingetheilt, die aber sich inhaltlich nicht immer scharf von einander trennen. So könnte z. B. der vierte Abschnitt, welcher von den Mikrometern handelt, mit dem 3., die einzelnen Theile der Instrumente behandelnden zusammengefasst sein und ist vielleicht nur, damit der 2. Band des Werkes mit einem neuen Abschnitt beginnt, von ihm getrennt worden.

Nach einer als Einleitung dienenden Auseinandersetzung der Prinzipien, welche dem Bau und der Anwendung astronomischer Instrumente zu Grunde liegen, bespricht Verf. im 1. Abschnitt zunächst die Hülfsapparate: die Schrauben, das Loth, die Libellen, die künstlichen Horizonte, Kollimatoren, den Nonius und das Ablesemikroskop. So werden z. B. bei den Schrauben die mannigfachen Formen durchgenommen, die ihnen gegeben werden je nach dem Zweck, dem sie dienen sollen, ob der Befestigung, der groben oder feinen Bewegung oder der Messung. Es werden ferner behandelt die in den verschiedenen Staaten eingeführten, leider von einander abweichenden Normalgewinde, die fortschreitenden und periodischen Fehler der Mikrometerschrauben und die an einem Beispiel erläuterte numerische Bestimmung derselben. Das Kapitel von den Schrauben umfasst, wie als typisch für die Gründlichkeit des Werkes angeführt werden möge, 29 Seiten und enthält 44 Figuren.

Zur Bestimmung der Vertikalrichtung diente in der Astronomie früher bekanntlich das Loth, weshalb Verfasser es auch in den Kreis seiner Betrachtungen zieht; heutzutage ist es durch die Libelle verdrängt, auf welche Verfasser ihrer Wichtigkeit entsprechend ausführlich eingeht.

Dem über den Nonius Gesagten möchte Referent, weil es weniger bekannt zu sein scheint, hier hinzufügen, dass es auch Nonien giebt, bei welchen ein Noniusintervall nicht um $1/n$ Intervall der Hauptheilung kleiner ist als *ein* solches Hauptintervall, sondern um $1/n$ Hauptintervall kleiner als *zwei* Hauptintervalle, sodass also beispielsweise 10 Noniusintervalle gleich 19 Hauptintervallen sind. Die Einrichtung bietet vor der gewöhnlichen den Vortheil, dass die Noniusstriche nicht so eng bei einander liegen, man also bei der Ablesung nicht so leicht irre wird und unter Umständen die sonst vielleicht nöthige Lupe entbehren kann. Natürlich kann das Noniusintervall noch grösser genommen werden, im Allgemeinen gleich $m - 1/n$ oder gleich $m + 1/n$ Hauptintervallen, je nachdem der Nonius vortragend oder nachtragend sein soll.

Von besonderer Wichtigkeit für die Astronomie, sofern sie die Ortsbestimmung der Gestirne zur Aufgabe hat, sind die Uhren; denn wenn sie schon den Astronomen unentbehrlich sind für die Bestimmung des Momentes, wo ein Ereigniss, z. B. der Beginn einer Sonnenfinsterniss, eintritt, so finden sie doch eine allgemeinere und darum wichtigere Anwendung bei der Bestimmung von Rektaszensionsunterschieden, dienen also zur Winkelmessung und somit zur Ortsbestimmung der Gestirne. Ihnen ist der 2. Abschnitt des Werkes gewidmet. Ausser den Pendeluhren gelangen natürlich auch die Chronometer und die elektrischen Uhren, bei letzteren auch die für Beobachtungsräume, wo wegen der starken Temperaturschwankungen theuere Pendeluhren nicht angebracht wären, mit Vortheil anzuwendenden Zeigerwerke zur Besprechung. Ein nicht geringer Raum ist den Hemmungen, den Kompensationen des Pendels und der Unruhe, der Gangformelbestimmung und den elektrischen Kontakten zugetheilt.

Der 3. Abschnitt handelt von den Achsen (33 S., 40 Fig.), vom Fernrohr (107 S., 100 Fig.) und von den Kreisen (80 S., 76 Fig.). Im Kapitel über die Achsen kommt namentlich die Lagerung und Gestalt der Zapfen zur Sprache, im Kapitel über das Fernrohr werden die verschiedenen Arten der Refraktoren und Reflektoren, die Objektive, insbesondere auch ihre

Prüfung, die Okulare, Helioskope, Spiegel, speziell auch ihre Herstellung und ihre Träger, die Bestimmung der Brennweite, der Vergrösserung, des Gesichtsfeldes und der Lichtstärke eines Fernrohres, sowie auch die Fadennetze und ihre Beleuchtung behandelt. Das Galilei'sche Fernrohr ist, weil es in der Astronomie nur sehr wenig angewandt wird, nur kurz besprochen; der Satz auf *S. 319*: „Die Eintrittspupille ist aber das Bild der Augenpupille vor dem Objektiv, es ist daher das Gesichtsfeld gleich dem Winkel, unter welchem vom Objektiv aus gesehen die Eintrittspupille erscheinen würde", bedarf jedoch insofern einer Korrektion, als beim Galilei'schen Fernrohr die Eintrittspupille *hinter* dem Objektiv, ja sogar ziemlich weit hinter dem Auge liegt und nur für den gewöhnlich nicht vorliegenden Fall starker Vergrösserung mit der Objektivöffnung zusammenfällt. Für diesen seltenen, leider aber in den meisten Lehrbüchern angenommenen Fall starker Vergrösserung besitzt das Gesichtsfeld allerdings die vom Verfasser angegebene Ausdehnung, im Falle schwacher Vergrösserung ist es aber gleich dem Winkel, unter dem die Objektivöffnung von der Eintrittspupille aus erscheint, wie in *dieser Zeitschr. 7. S. 409. 1887* von Czapski des Näheren auseinandergesetzt ist. Auf *S. 319, Z. 6 v. o.* ist ferner „Objektes" für „Objektivs" zu lesen, ein Druckfehler, der in dem dortigen Zusammenhange einen in Optik wenig Bewanderten vielleicht stören könnte. Das von Schupmann neuerdings vorgeschlagene, bisher aber noch nicht zur Ausführung gekommene, sogenannte Medialfernrohr konnte Verfasser gegen Schluss des Werkes wenigstens noch in einer Anmerkung erwähnen.

Im Kapitel über die Kreise finden namentlich die Kreistheilmaschinen und die Methoden zur Untersuchung der Kreistheilungen gehörige Beachtung.

Im 4. Abschnitt verbreitet sich Verf. über die Mikrometer. Hierbei kommen zur Sprache die verschiedenen Lamellen- und Strichmikrometer, unter anderem das Kreuzstabmikrometer, das Rautenmikrometer, das Kreismikrometer, die Schraubenmikrometer in ihren mancherlei Konstruktionen, die Fadenbildmikrometer, bei denen nicht die Fäden selbst, sondern ihre in der Fokalebene des Objektives befindlichen Bilder als Pointirungsmarken dienen, sodann die Doppelbildmikrometer, die wieder in zwei Klassen zerfallen, nämlich solche, bei denen die vom Objekt kommenden Strahlen bereits durch das Objektiv in zwei je ein Bild gebende Büschel zerlegt werden und in solche, bei denen die Zerlegung erst hinter dem Objektiv geschieht. In die erste Klasse gehört das Heliometer, das besonders durch Repsold eine so grosse Vervollkommnung erfahren hat. Die in die zweite Klasse gehörenden Instrumente sind wieder verschiedener Art, indem die Zerlegung des Strahlenkegels entweder durch eine hinter dem Objektiv eingeschaltete, diametral zerschnittene Linse, deren beide Hälften sich wie beim Heliometer gegen einander verschieben lassen, oder durch Prismen, durch schief gestellte planparallele Glasplatten oder durch doppelbrechende Medien bewirkt wird.

Wie Verfasser auf *S. 513* in einer Anmerkung mittheilt, hat Fraunhofer ein Kreismikrometer auch dadurch hergestellt, dass er auf einer Glasplatte mehrere konzentrische Kreise einätzte, die aber freilich im dunklen Gesichtsfeld nicht sichtbar waren. Ein gleiches Kreismikrometer hat Abbe für den Jenaer Refraktor herstellen lassen, hier sind aber die konzentrischen Kreise im dunklen Felde als helle Linien sichtbar, indem von einem im Fernrohr befindlichen, ringförmigen Spiegel Strahlen nach dem Okular zu reflektirt werden, die jenseits des letzteren, dort, wo sie ein Bild des ringförmigen Spiegels liefern, durch ein Diaphragma aufgefangen werden, sodass dem Auge das Gesichtsfeld dunkel, die konzentrischen Kreislinien aber im gebeugten Lichte darin hell erscheinen; die Beleuchtung bei diesem bisher noch wenig bekannt gewordenen, aber sehr gute Dienste leistenden Kreismikrometer ist also dieselbe wie die *S. 395* vom Verf. beschriebene Fadenbeleuchtung eines Bamberg'schen Durchgangsinstrumentes.

Der 5. Abschnitt behandelt zunächst die zur objektiven Darstellung von Himmelsobjekten durch Projektion und Photographie dienenden Instrumente, wobei auch die verschiedenen Heliostaten und die Apparate zur Ausmessung der photographischen Platten zur Sprache kommen. Von besonderem Interesse dürfte für die Mechaniker die sinnreiche, von

Hansen erdachte und einmal von Repsold ausgeführte Montirung sein, wo das azimuthal aufgestellte Fernrohr durch ein Uhrwerk der Bewegung des Himmels nachgeführt wird, sodass also Horizontal- und Vertikalfaden immer ihre horizontale, bezw. vertikale Lage beibehalten.

Zu der Beschreibung des August'schen Heliostaten *S. 649* ist zu bemerken, dass die Reflexionsrichtung nicht im Parallel der Sonne liegt, sondern in demjenigen Parallel, dessen Deklination der der Sonne zwar absolut gleich, aber von entgegengesetztem Vorzeichen ist; es kann demnach, wenn die Sonne nicht gerade im Aequator steht, einfallender und reflektirter Strahl nicht zusammenfallen.

Der 5. Abschnitt giebt ferner noch eine gute Uebersicht über die zahlreichen Photometer und, mit Verweisung auf die Spezialliteratur, eine Auslese der vom Astrophysiker gebrauchten spektralanalytischen Apparate.

Während die fünf ersten Abschnitte hauptsächlich die einzelnen Theile und Apparate, welche zu einem Instrument gehören, behandelten und nur in einzelnen Fällen zugleich auch die Beschreibung der vollständigen Instrumente gegeben wurde, wie im 4. Abschnitt die des Heliometers, so werden im 6. Abschnitt, der nicht weniger als 450 Seiten mit 393 Abbildungen umfasst, „die ganzen Instrumente" besprochen, d. h. die den verschiedenen Verwendungszwecken in ihrer Konstruktion sich anpassenden Typen.

Zunächst finden die Reflexionsinstrumente, der Sextant, Oktant und Vollkreis eine eingehende Besprechung, wobei namentlich auch auf die Bestimmung der Fehler Rücksicht genommen wird. Es folgen die Universalinstrumente, Altazimuthe, Vertikalkreise und Zenithteleskope, die Durchgangsinstrumente und Meridiankreise, die parallaktisch aufgestellten Refraktoren, die Reflektoren, Kometensucher und gebrochenen Aequatoreale. Auch den Chronographen ist ein Kapitel gewidmet. Ueber das Archenhold-Hoppe'sche Fernrohr im Treptower Ausstellungspark bei Berlin, bei welchem zuerst der Versuch gemacht worden ist, ohne Kuppel auszukommen und das auch ausserdem interessante Konstruktionseigenthümlichkeiten zeigt, konnte Verf. wegen Mangels an authentischem Material nur eine kurze Notiz geben.

Der letzte, 7. Abschnitt handelt von den Pfeiler- und Sternwartenbauten.

So flüchtig auch unser Ueberblick über den Inhalt des umfangreichen Werkes war, so dürfte er doch die Reichhaltigkeit und Gründlichkeit desselben genügend erkennen lassen. Verf. konnte natürlich nicht jede Konstruktion, die irgend einmal von einem Mechaniker ausgeführt wurde, berücksichtigen; er musste sich oft darauf beschränken, den Ort anzugeben, wo Näheres über diese oder jene Einrichtung zu finden ist, immerhin wird das Werk auch einem Mechaniker, dessen spezielles Gebiet die Herstellung astronomischer Instrumente ist, viel Neues und für ihn Wissenswerthes bieten. Die Erwartung ist daher gewiss berechtigt, dass das Werk, auf das Verfasser und Verleger, um etwas Gutes zu schaffen, so viel Mühe und Kosten verwandten, nun auch die ihm gebührende Anerkennung finden werde. *Kn.*

J. Formánek, Spektralanalytischer Nachweis künstlicher organischer Farbstoffe. Zum Gebrauche bei wissenschaftl. u. gewerbl. Untersuchgn. gr. 8°. IX, 196 S. m. Textfig. u. 58 lith. Taf. Berlin, J. Springer. Geb. in Leinw. 10,00 M.

F. X. Kugler S. J., Die babylonische Mondrechnung. Zwei Systeme der Chaldäer üb. den Lauf des Mondes u. der Sonne. Auf Grund mehrerer von J. N. Strassmaier S. J. kopirten Keilinschriften des brit. Museums. Mit e. Anh. üb. chaldäische Planetentafeln. gr. 8°. XV, 215 S. m. 13 Taf. Freiburg i. B., Herder. 24,00 M.

T. F. Hanausek, Lehrb. d. techn. Mikroskopie. In 3 Lfgn. 1. Lfg. gr. 8°. S. 1 bis 160 m. 101 Abbildgn. Stuttgart, F. Enke. 5,00 M.

M. A. Oudin, *Standard Polyphase Apparatus and Systems.* 8°. Mit zahlreichen Illustr. London 1900. Geb. in Leinw. 13,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **Juni 1900.** Sechstes Heft.

Ueber L. v. Seidel's Formeln zur Durchrechnung von Strahlen durch ein zentrirtes Linsensystem, nebst Anwendung auf photographische Objektive.

Von

B. Wanach in Potsdam.

In der neunten Auflage von „Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik und Meteorologie. Bd. II, 1. Abth.: Optik" ist von Lummer konsequent das Prinzip durchgeführt worden, den Krümmungsradius einer Linsenfläche als positiv zu betrachten, wenn die Fläche nach der Objektseite konvex, als negativ, wenn sie konkav ist. Obwohl L. v. Seidel in seiner klassischen Abhandlung „Trigonometrische Formeln für den allgemeinen Fall der Brechung des Lichtes an zentrirten sphärischen Flächen" absichtlich von diesem Gebrauch abweicht, habe ich es doch bequemer gefunden, jenes Prinzip auch in die Seidel'schen Formeln einzuführen und so die doppelten Vorzeichen zu vermeiden.

Damit der Leser nicht genöthigt ist, auf Seidel's Originalabhandlung[1]) zurückzugehen, will ich hier in Kürze die Definitionen rekapituliren.

Die Lage eines Strahls gegen eine Linsenfläche lässt sich durch vier Grössen bestimmen. Errichtet man im Krümmungszentrum der Linsenfläche eine Ebene senkrecht zur optischen Achse und wählt eine beliebige Richtung in dieser Transversalebene als Ausgangsrichtung für Polarkoordinaten, so ist ein Punkt in dieser Ebene bestimmt durch seine Entfernung U von der Achse und den Winkel ζ zwischen dem Radiusvektor und der Nullrichtung. Ein Strahl, welcher selbst, oder dessen Ver-

[1]) Bei dieser Gelegenheit möchte ich noch auf eine Reihe von Fehlern in dem „Handbuch der angewandten Optik" von Steinheil und Voit hinweisen. In dem als Beilage III beigefügten Wiederabdruck von Seidel's Abhandlung ist, wenigstens in dem von mir benutzten Exemplar, auf *S. 263* in Formel 7) das $\mp$ defekt, und auf *S. 264* in Formel I) steht $\frac{\sin\lambda \sin\tau}{\sin(\pi-\zeta)}$ statt $\frac{\sin\lambda \sin\tau'}{\sin(\pi-\zeta)}$. Sonst ist hier alles richtig; in der Zusammenstellung der Formeln aber sowohl im Text *S. 133 bis 135*, als auch in der Beilage I, D. *S. 223 bis 227* und *S. 238 bis 242* habe ich folgende Fehler gefunden:

S. 134 muss es auch in II und III heissen $\tau_2 = \tau_0'$, und nicht $\tau_2 = \tau_0$.

„ *134*: II, *224*: 2) und *239*: 2) sind die beiden Formeln für U_2 falsch; sie müssen gleich lauten mit den Formeln in I und III, bezw. 1) und 3).

„ *225*: 3) und *240*: 3) gilt dasselbe für die beiden Formeln für U_{2r+2}.

„ *224* und *239* muss es heissen: $U'_{2r} = U_{2r} \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \cdot \frac{\sin\lambda_{2r}}{\sin\lambda'_{2r}}$ statt $U_{2r-2} \ldots$

„ *226* und *241* gilt dasselbe für U'_{2s}.

„ *227* und *242* muss es heissen $C_{2s+1} = B^{\dagger}_{2s} \mp R_{2s}$ statt R_{2s+2}, und in der letzten Kontrolformel muss C_{2s+1} statt C_{2s+2} bezw. C_{2s} stehen.

längerung diesen Punkt $U\zeta$ trifft, ist dann noch seiner Richtung nach zu bestimmen durch seine Neigung gegen die Achse τ und den Winkel π, welchen seine Projektion auf jene Transversalebene mit der Nullrichtung macht; π und ζ werden beide in derselben Richtung von 0° bis 360° durchgezählt.

Durch diese vier Grössen U, ζ, τ, π ist ein auf die Linsenfläche treffender Strahl vollständig bestimmt; bezeichnet man durch den Index $2r$ die zur r-ten Linsenfläche eines optischen Systems (von der Objektseite aus gerechnet) gehörigen Grössen, und mit n_{2r-1} und n_{2r+1} die Brechungsindices der Medien zwischen der $(r-1)$-ten und r-ten bezw. zwischen der r-ten und $(r+1)$-ten Fläche, so lassen sich aus diesen Brechungsindices und den Grössen U_{2r}, ζ_{2r}, τ_{2r}, π_{2r} die entsprechenden Bestimmungsstücke des gebrochenen Strahls ableiten, die zunächst mit V_{2r}, ζ'_{2r}, τ'_{2r}, π'_{2r} bezeichnet werden mögen. Da τ und π sich nicht ändern, wenn man die Transversalebene längs der Achse verschiebt, so ist zunächst klar, dass $\tau'_{2r} = \tau_{2r+2}$ und $\pi'_{2r} = \pi_{2r+2}$ sein wird, weil der von der r-ten Fläche gebrochene Strahl zugleich

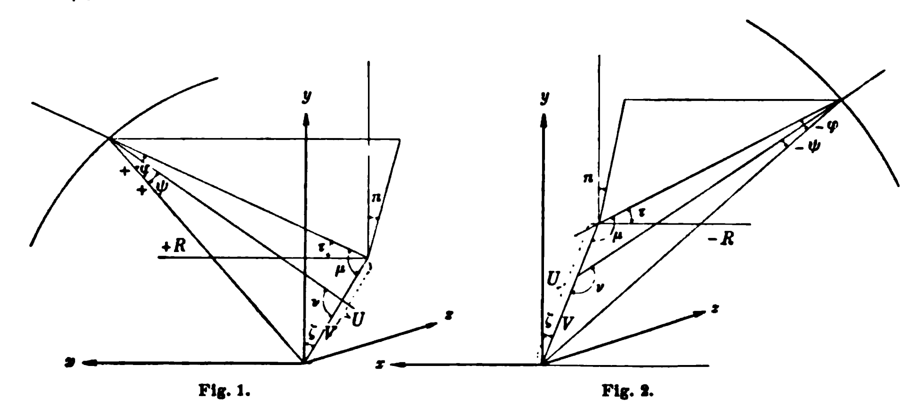


Fig. 1. Fig. 2.

In beiden Figuren ist das Objekt links, das Bild rechts zu denken.

der auf die $(r+1)$-te Fläche auffallende ist. Da ferner der Radiusvektor U in der Einfallsebene des Strahls liegt, in welcher auch der gebrochene verbleibt, so muss der Radiusvektor V seiner Richtung nach mit U zusammenfallen, d. h. es muss $\zeta' = \zeta$ sein, und nur die linearen Grössen von U und V sind verschieden. Explizit lassen sich V_{2r}, τ_{2r+2} und π_{2r+2} durch U_{2r}, ζ_{2r}, τ_{2r}, π_{2r}, n_{2r-1} und n_{2r+1} nicht bequem ausdrücken; um Formeln zu erhalten, welche eine bequeme Rechnung gestatten, sind zweierlei Hülfsgrössen einzuführen: sei μ[1]) der Winkel zwischen dem Radiusvektor U und dem einfallenden Strahl, entsprechend ν der Winkel zwischen dem Radiusvektor V und dem gebrochenen Strahl, ferner φ der Winkel zwischen dem Einfallsloth und dem einfallenden Strahl, ψ der entsprechende Winkel für den gebrochenen, so findet man folgende Relationen, welche für positive und negative Krümmungsradien R gültig bleiben (vgl. Fig. 1 u. 2):

$$\cos \mu_{2r} = -\sin \tau_{2r} \cos (\pi_{2r} - \zeta_{2r}) \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

$$\sin \varphi_{2r} = \frac{U_{2r}}{R_{2r}} \sin \mu_{2r}, \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

$$\sin \psi_{2r} = \sin \varphi_{2r} \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

$$\nu_{2r} = \mu_{2r} + \varphi_{2r} - \psi_{2r}, \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

[1]) Dieses μ ist gleich Seidel's λ für positive Krümmungsradien, für negative aber gleich 180° — λ.

$$V_{2r} = U_{2r} \frac{\sin \mu_{2r}}{\sin \nu_{2r}} \cdot \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \quad \ldots \ldots \quad 5)$$

$$\frac{V_{2r}}{R_{2r}} \cdot \frac{\sin \nu_{2r}}{\sin \psi_{2r}} = 1 \quad \ldots \ldots \quad \text{I})^{1)}$$

$$\sin \tau_{2r+2} \sin (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r}) = \frac{\sin \nu_{2r}}{\sin \mu_{2r}} \sin \tau_{2r} \sin (\pi_{2r} - \zeta_{2r}) \quad \ldots \quad 6)$$

$$\sin \tau_{2r+2} \cos (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r}) = - \cos \nu_{2r} \quad \ldots \ldots \quad 7)$$

$$\frac{\sin (\varphi_{2r} - \psi_{2r})}{\sin (\pi_{2r} - \pi_{2r+2})} = \frac{\sin \mu_{2r} \sin \tau_{2r+2}}{\sin (\pi_{2r} - \zeta_{2r})} = \frac{\sin \nu_{2r} \sin \tau_{2r}}{\sin (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r})} \quad \ldots \quad \text{II})$$

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}}; \quad \frac{\sin (\varphi_{2r} - \psi_{2r}) \sin (\varphi_{2r} + \psi_{2r})}{\sin \varphi_{2r} \sin \psi_{2r}} = 2 \operatorname{ctg} 2\omega \quad . \quad \text{III})$$

Hierzu ist zu bemerken, dass die τ wesentlich positive spitze Winkel, U und V wesentlich positive Grössen sind, dass μ und ν nicht viel grösser oder kleiner als 90^0 werden können, jedenfalls kleiner bleiben als 180^0. Dann folgt, dass φ und ψ als wesentlich spitze Winkel positiv oder negativ werden, jenachdem R positiv oder negativ ist.

Zum Uebergang von der r-ten auf die $(r+1)$-te brechende Fläche braucht man die Distanz ihrer Scheitel D_{2r+1} und bildet hiermit die Distanz der beiden Transversalebenen

$$C_{2r+1} = D_{2r+1} - R_{2r} + R_{2r+2} \quad \ldots \ldots \quad 8)$$

welche natürlich auch negativ werden kann, und findet hiermit U_{2r+2} und ζ_{2r+2} aus

$$U_{2r+2} \sin (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r+2}) = V_{2r} \sin (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r}) \quad \ldots \ldots \quad 9)$$

$$U_{2r+2} \cos (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r+2}) = V_{2r} \cos (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r}) - C_{2r+1} \operatorname{tg} \tau_{2r+2} \quad 10)$$

mit der Kontrolgleichung

$$\frac{C_{2r+1} \operatorname{tg} \tau_{2r+2}}{\sin (\zeta_{2r} - \zeta_{2r+2})} = \frac{U_{2r+2}}{\sin (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r})} = \frac{V_{2r}}{\sin (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r+2})} \quad \ldots \quad \text{IV})$$

Diese Formeln verlieren theilweise ihre Gültigkeit für ebene Flächen, weil für diese $R = \infty$ wird; dann kann man aber diese Fläche selbst als Transversalebene wählen und hat demgemäss für diese Fläche $U = V$, $\tau = \varphi$ u. s. w. Sei z. B. die p-te Fläche eben, also $R_{2p} = \infty$, so rechnet man folgendermaassen. Nachdem man ζ_{2p-2}, τ_{2p}, π_{2p} und V_{2p-2} berechnet hat, bildet man

$$C_{2p-1} = D_{2p-1} - R_{2p-2} \quad \ldots \ldots \quad 11)$$

womit man aus 9) und 10) U_{2p} und ζ_{2p} findet; dann ist

$$\sin \tau_{2p+2} = \sin \tau_{2p} \frac{n_{2p-1}}{n_{2p+1}} \quad \ldots \ldots \quad 12)$$

$$\pi_{2p+2} = \pi_{2p} \quad \ldots \ldots \quad 13)$$

$$V_{2p} = U_{2p} \quad \ldots \ldots \quad 14)$$

und darauf findet man mit

$$C_{2p+1} = D_{2p+1} + R_{2p+2} \quad \ldots \ldots \quad 15)$$

aus 9) und 10) wieder U_{2p+2} und ζ_{2p+2}.

[1]) Die mit römischen Ziffern numerirten Gleichungen sind nur Kontrolgleichungen.

Folgen aber zwei Planflächen aufeinander, ist also auch $R_{2p+2} = \infty$, so wird statt 15)

$$C_{2p+1} = D_{2p+1} \quad \text{16)}$$

in 9) und 10) einzusetzen sein.

Dieselben Formeln, wie für brechende Planflächen, kommen natürlich auch in Anwendung für sonstige zur Achse senkrechte Ebenen, wie z. B. für die Bildebene. Besteht ein optisches bildgebendes System aus t einzelnen Flächen, so ist die Bildebene die $(t+1)$-te Transversalebene, und wenn man ihre Distanz vom Scheitel der letzten Linsenfläche mit D_{2t+1} bezeichnet, so findet man mit dem nach 11) oder 16) gebildeten C_{2t+1} aus 9) und 10) U_{2t+2} und ζ_{2t+2}. Will man statt der Polarkoordinaten der Anschaulichkeit halber rechtwinklige, so legt man am besten den Ursprung des Koordinatensystems in den Schnittpunkt der optischen Achse, die zur x-Achse gewählt wird, mit der Bildebene, die y-Achse in die Richtung $\zeta = 0$ und die z-Achse in die Richtung $\zeta = 90^0$, und hat dann

$$y = U_{2t+2} \cos \zeta_{2t+2} \quad \text{17)}$$

$$z = U_{2t+2} \sin \zeta_{2t+2} \quad \text{18)}$$

Die Wahl der Richtung $\zeta = 0$ und damit der xy-Ebene wurde oben unbestimmt gelassen. Untersucht man den Verlauf von Strahlen, die von einem ausserhalb der optischen Achse gelegenen Objektpunkt ausgehen, so wählt man am praktischsten zur xy-Ebene die Ebene, welche die Achse und jenen Objektpunkt enthält, gleichviel ob das Objekt im Endlichen oder Unendlichen liegt. Die Objektebene ist dann als 0-te Transversalebene zu betrachten und der Objektpunkt gegeben durch seine Entfernung U_0 von der Achse und den Abstand D_1 der Objektebene vom ersten Linsenscheitel; liegt das Objekt aber im Unendlichen, ist also $D_1 = \infty$, so ist bei ausserachsialen Punkten auch $U_0 = \infty$, und die Lage des Objektpunkts ist bestimmt durch den endlichen Quotienten beider Grössen oder, was auf dasselbe hinausläuft, durch seine Winkelentfernung von der Achse; diese ist aber gleich $\tau_0 = \tau_2$, während $\pi_0 = \pi_2 = 0$ ist in Folge der oben erläuterten Wahl der xy-Ebene, weswegen ebenfalls $\zeta_0 = 0$ ist.

Für Strahlen in der Achsenebene vereinfachen sich die obigen Formeln bedeutend, indem die ζ und π insgesammt gleich 0^0 oder 180^0 werden. Da diese beiden Fälle aber wohl zu unterscheiden sind, ist es bequemer, die U, V und τ nicht wie bisher als wesentlich positiv zu behandeln, sondern ein U oder V, zu welchem $\zeta = 180^0$ gehört, negativ zu rechnen, und ebenso τ für $\pi = 180^0$; dann lauten die Formeln für endliches R_{2r}

$$\sin \varphi_{2r} = \frac{U_{2r}}{R_{2r}} \cos \tau_{2r} \quad \text{19)}$$

$$\sin \psi_{2r} = \sin \varphi_{2r} \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \quad \text{20)}$$

$$\tau_{2r+2} = \tau_{2r} + \varphi_{2r} - \psi_{2r} \quad \text{21)}$$

$$V_{2r} = U_{2r} \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \cdot \frac{\cos \tau_{2r}}{\cos \tau_{2r+2}} \quad \text{22)}$$

$$C_{2r+1} = D_{2r+1} - R_{2r} + R_{2r+2} \quad \text{23)}$$

$$U_{2r+2} = V_{2r} - C_{2r+1} \operatorname{tg} \tau_{2r+2} \quad \text{24)}$$

und für $R_{2p} = \infty$ sind nacheinander zu verwenden die Gleichungen 11), 24), 12) bis 15) u. s. w. Diese Formeln erscheinen mir keineswegs unbequemer als die sonst für

Strahlen in der Achsenebene gebräuchlichen (vgl. z. B. Steinheil und Voit, Handb. d. angew. Optik. *S. 126*), vor denen sie obendrein den Vorzug besitzen, auch für sehr grosse Werthe von R anwendbar zu sein, während dafür bisher andere Formeln dienten, als für kleine R.

Aus den obigen allgemeinen Formeln lassen sich noch zwei Formelgruppen ableiten zur Berechnung der beiden astigmatischen Brennflächen eines photographischen Objektivs, deren Gestalt meines Wissens bisher nur nach einer sinnreichen, rein experimentellen Methode untersucht worden ist, nämlich durch Aufnahme eines Liniennetzes auf einer schief zur Achse gestellten photographischen Platte.

Es handelt sich für die erste, von den Meridionalstrahlen gebildete astigmatische Brennfläche darum, den Verlauf eines einem Hauptstrahl unendlich benachbarten Strahls in der Achsenebene zu untersuchen. Seien also für einen Hauptstrahl alle U, V und τ (die ζ und π sind gleich 0) berechnet, so fragt es sich, wie die dem unendlich benachbarten Meridionalstrahl angehörenden entsprechenden Werthe $U + \Delta U$, $V + \Delta V$ und $\tau + \Delta \tau$ von den ersteren abhängen; man findet durch Differentiation der Gleichungen 19) bis 24)

$$\Delta \tau_{2r+2} = \Delta \tau_{2r} + (\operatorname{tg} \varphi_{2r} - \operatorname{tg} \psi_{2r}) \left(\frac{\Delta U_{2r}}{U_{2r}} - \operatorname{tg} \tau_{2r} . \Delta \tau_{2r} \right) \quad . \quad . \quad . \quad 25)$$

$$\Delta V_{2r} = V_{2r} \left(\frac{\Delta U_{2r}}{U_{2r}} - \operatorname{tg} \tau_{2r} . \Delta \tau_{2r} + \operatorname{tg} \tau_{2r+2} \Delta \tau_{2r+2} \right) \quad . \quad . \quad . \quad 26)$$

$$\Delta U_{2r+2} = \Delta V_{2r} - C_{2r+1} \frac{\Delta \tau_{2r+2}}{\cos^2 \tau_{2r+2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 27)$$

Für den unendlich benachbarten Sagittalstrahl dagegen sind alle U, V und τ dieselben wie für den Hauptstrahl; die π und ζ aber sind zwar unendlich klein, jedoch von Null verschieden. Setzt man demgemäss $\zeta_2 = \delta$, so wird für unendliche Objektdistanz $(D_1 = \infty)$ $\pi_2 = 0$, für endliche aber

$$\pi_2 = \delta \cdot \frac{-U_2}{(D_1 - R_2) \operatorname{tg} \tau_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 28)$$

und die folgenden π und ζ leiten sich von einander ab nach den Formeln

$$\pi_{2r+2} - \zeta_{2r} = (\pi_{2r} - \zeta_{2r}) \frac{\operatorname{tg} \tau_{2r}}{\operatorname{tg} \tau_{2r+2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 29)$$

$$\pi_{2r+2} - \zeta_{2r+2} = (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r}) \frac{V_{2r}}{U_{2r+2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 30)$$

Für den Achsenstrahl sind alle U, V und τ gleich Null, und für einen unendlich benachbarten findet man aus 19) bis 24)

$$\Delta \tau_{2r+2} = \Delta \tau_{2r} + \frac{\Delta U_{2r}}{R_{2r}} \left(1 - \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

$$\Delta U_{2r+2} = \Delta U_{2r} \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} - C_{2r+1} \Delta \tau_{2r+2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 32)$$

Im Folgenden will ich zeigen, wie diese Formeln zur rechnerischen Untersuchung eines photographischen Objektivs zu benutzen sind.

Es seien gegeben

1. Die Krümmungsradien R_2, $R_4 \ldots R_{2l}$, worunter auch $R_{2p} = \infty$ (Planfläche) vorkommen kann und diejenigen R, deren zugehörige Flächen nach der Bildseite konvex sind, negativ sind;

2. Die Scheiteldistanzen $D_3, D_5 \ldots D_{2t-1}$, wobei für verkittete Flächen nicht $D = 0$ gesetzt wird, sondern die beiden mit einander verkitteten Flächen als eine einzige betrachtet werden.

3. Die Distanz der Blende von dem darauf folgenden Linsenscheitel D_{d+}, oder vom vorhergehenden Scheitel D_{d-}, wobei also $D_{d+} + D_{d-} = D_d$ die Distanz der die Blende einschliessenden Scheitel ist, sowie der Radius der Blendenöffnung ϱ_d.

4. Die Brechungsindizes n_1 (Luft), $n_3 \ldots . n_{2t+1}$ (Luft).

Dann ist in erster Linie von Wichtigkeit der Strahlengang für unendliche Objektdistanz; jedoch seien gleich die Formeln für den allgemeinen Fall der endlichen Distanz D_1 der Objektebene vom ersten Linsenscheitel gegeben. Man braucht dann nur $D_1 = \infty$ in die Formeln einzusetzen, wenn man jenen Spezialfall untersuchen will, und die Formeln ändern sich weiter nicht.

Zunächst bildet man für $r = 0, 1, 2 \ldots t-1$ die Hülfsgrössen

$$C_{2r+1} = D_{2r+1} - R_{2r} + R_{2r+2} \quad \text{oder} \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{für } R_{2p} = \infty & \left\{ \begin{array}{l} C_{2p-1} = D_{2p-1} - R_{2p-2} \\ C_{2p+1} = D_{2p+1} + R_{2p+2} \end{array} \right. \\ \begin{array}{l} \text{für } R_{2p} = \infty \\ \text{und } R_{2p+2} = \infty \end{array} & \left\{ \begin{array}{l} C_{2p-1} = D_{2p-1} - R_{2p-2} \\ C_{2p+1} = D_{2p+1} \\ C_{2p+3} = D_{2p+3} + R_{2p+4} \end{array} \right. \end{array} \right.$$

wobei auch $R_0 = \infty$ zu setzen ist, also $C_1 = D_1 + R_2$ oder, wenn $R_2 = \infty$ ist, $C_1 = D_1$.

Um auch C_{2t+1} finden zu können, braucht man noch die Entfernung der Bildebene oder des Schnittpunkts der achsenparallelen Nullstrahlen vom letzten Linsenscheitel D_{2t+1}. Zu diesem Zweck setzt man

$$\Delta U_2 = \varepsilon \quad \text{und} \quad \Delta \tau_2 = -\frac{\varepsilon}{C_1},$$

worin ε eine unendlich kleine lineare Grösse bedeutet, und rechnet nacheinander nach den allgemeinen Formeln

$$\left. \begin{array}{l} \Delta V_{2r} = \Delta U_{2r} \cdot \dfrac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \\ \Delta \tau_{2r+2} = \Delta \tau_{2r} + \dfrac{\Delta U_{2r} - \Delta V_{2r}}{R_{2r}} \end{array} \right\} \text{oder für } R_{2p} = \infty \left\{ \begin{array}{l} \Delta V_{2p} = \Delta U_{2p} \\ \Delta \tau_{2p+2} = \Delta \tau_{2p} \dfrac{n_{2p-1}}{n_{2p+1}} \end{array} \right.$$

$$\Delta U_{2r+2} = \Delta V_{2r} - C_{2r+1} \Delta_{2r+2}$$

für $r = 1, 2, 3 \ldots (t-1)$, sowie ΔV_{2t} und $\Delta \tau_{2t+2}$, und hat dann, da in Folge der obigen Definition der Bildebene $U_{2t+2} = 0$ sein soll,

$$C_{2t+1} = \frac{\Delta V_{2t}}{\Delta \tau_{2t+2}},$$

woraus sich noch ergiebt

$$D_{2t+1} = C_{2t+1} + R_{2t} \quad \text{oder, für } R_{2t} = \infty,\ D_{2t+1} = C_{2t+1}.$$

Die „Bildebene" nach obiger Definition wäre natürlich nur für absolut achromatische Objektive unabhängig von der Farbe der untersuchten Strahlen; man wird also, wenn man die Untersuchung auf mehrere Farben ausdehnt, nach obiger Vorschrift verschiedene Bildebenen erhalten. Das schadet aber nichts, da man zur praktischen Bildebene, der Einstellebene, ohnehin eine Ebene wählen muss, für welche nicht die Nullstrahlen streng vereinigt werden, sondern eine solche, in der der durchschnittliche Fehler aller benutzten Bildstellen möglichst klein ist; und eine solche Ebene wird sich im Allgemeinen etwas von der obigen „Bildebene" entfernen. Rechnet man aber für mehrere Farben nach obiger Vorschrift, so giebt gerade die Ver-

schiedenheit der einzelnen „Bildebenen" ein gutes Maass für die erreichte Achromatisirung in der Achse. Eine ähnliche Betrachtung gilt auch für die astigmatischen Brennflächen, welche ebenfalls für verschiedene Farben möglichst zusammenfallen sollen. Sobald man aber dazu übergeht, endlich geöffnete Strahlenbündel zu rechnen, so wird man alles auf eine einzige Bildebene beziehen müssen und als solche etwa die für eine mittlere Farbe gefundene wählen.

Als Grundlage für alle weiteren Rechnungen sind nun Strahlen auszuwählen, welche das Zentrum der Blende passiren. Solche Strahlen will ich „Zentralstrahlen" nennen; sie sind zugleich Hauptstrahlen im gewöhnlichen Sinne[1]) bei symmetrischen Objektiven, nicht aber bei Teleobjektiven und Landschaftslinsen, wo die Hauptstrahlen, d. h. Strahlen, die im Bildraum parallel zu ihrer ursprünglichen Richtung im Objektraum verlaufen, bei grösserer Neigung gegen die Achse ganz abgeblendet werden. Aus praktischen Gründen wählt man solche Zentralstrahlen aus, welche die Achse im Zentrum der Blende unter den Winkeln $\tau_{d+1} = 10^0, 20^0, 30^0 \ldots$ oder $5^0, 10^0, 15^0 \ldots$ schneiden. Man verfolgt diese Strahlen von der Blende aus einmal nach der Objektseite und dann nach der Bildseite hin. Zum ersteren Zweck dienen die Formeln

$$V_{d-1} = (D_{d-} - R_{d-1}) \operatorname{tg} \tau_{d+1} \quad \text{oder, für } R_{d-1} = \infty, \; V_{d-1} = D_{d-} \operatorname{tg} \tau_d$$

und weiter allgemein

$$\left.\begin{aligned} \sin \psi_{2r} &= \frac{V_{2r}}{R_{2r}} \cos \tau_{2r+2} \\ \sin \varphi_{2r} &= \sin \psi_{2r} \frac{n_{2r+1}}{n_{2r-1}} \\ \tau_{2r} &= \tau_{2r+2} - \varphi_{2r} + \psi_{2r} \\ U_{2r} &= V_{2r} \frac{n_{2r+1}}{n_{2r-1}} \cdot \frac{\cos \tau_{2r+2}}{\cos \tau_{2r}} \end{aligned}\right\} \text{ oder für } R_{2p} = \infty \left\{\begin{aligned} \sin \tau_{2p} &= \frac{n_{2p+1}}{n_{2p-1}} \sin \tau_{2p+2} \\ U_{2p} &= V_{2p} \end{aligned}\right. .$$

$$V_{2r-2} = U_{2r} + C_{2r-1} \operatorname{tg} \tau_{2r},$$

worin nacheinander zu setzen ist $r = \frac{d-1}{2}, \frac{d-3}{2} \ldots . 2, 1.$

Für den Verlauf des Zentralstrahls von der Blende zur Bildebene hin hat man

$$U_{d+1} = -(D_{d+} + R_{d+1}) \operatorname{tg} \tau_{d+1} \quad \text{oder, für } R_{d+1} = \infty, \; U_{d+1} = -D_{d+} \operatorname{tg} \tau_{d+1}$$

und weiter allgemein

$$\left.\begin{aligned} \sin \varphi_{2r} &= \frac{U_{2r}}{R_{2r}} \cos \tau_{2r} \\ \sin \psi_{2r} &= \sin \varphi_{2r} \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \\ \tau_{2r+2} &= \tau_{2r} + \varphi_{2r} - \psi_{2r} \\ V_{2r} &= U_{2r} \frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}} \cdot \frac{\cos \tau_{2r}}{\cos \tau_{2r+2}} \end{aligned}\right\} \text{ oder für } R_{2p} = \infty \left\{\begin{aligned} \sin \tau_{2p+2} &= \frac{n_{2p-1}}{n_{2p+1}} \sin \tau_{2p} \\ V_{2p} &= U_{2p} \end{aligned}\right.$$

$$U_{2r+2} = V_{2r} - C_{2r+1} \operatorname{tg} \tau_{2r+2},$$

worin zu setzen ist $r = \frac{d+1}{2}, \frac{d+3}{2}, \ldots . t.$

---

[1]) Obige ältere Definition der „Hauptstrahlen" findet sich z. B. bei Steinheil und Voit, Handb. der angew. Optik. I. Bd. *S. 36*, während Lummer als „Hauptstrahlen" auf *S. 662* von Müller-Pouillet, Lehrb. der Physik. Bd. II, 1. Abth. dieselben Strahlen definirt, welche ich hier „Zentralstrahlen" nenne.

Bei symmetrischen Objektiven kann man sich den zweiten Theil der Rechnung bis auf die Berechnung von U_{2t+2} sparen, weil mit alleiniger Ausnahme dieser Grösse die Beziehungen gelten

$$U_{d+k} = -V_{d-k} \qquad V_{d+k} = -U_{d-k}$$
$$\varphi_{d+k} = \psi_{d-k} \qquad \psi_{d+k} = \varphi_{d-k}$$
$$\tau_{d+k} = \tau_{d-k+2}.$$

Für den unendlich benachbarten Meridionalstrahl, der den Zentralstrahl in der ersten astigmatischen Brennfläche schneidet, ist zu rechnen nach den Formeln

$$\Delta U_2 = \varepsilon \qquad \Delta \tau_2 = -\frac{\varepsilon}{C_1}\cos^2 \tau_2$$

und weiter allgemein

$$\left.\begin{aligned} \Delta \tau_{2r+2} &= \Delta \tau_{2r} + (\operatorname{tg}\varphi_{2r} - \operatorname{tg}\psi_{2r})\left(\frac{\Delta U_{2r}}{U_{2r}} - \Delta \tau_{2r}\operatorname{tg}\tau_{2r}\right) \\ \Delta V_{2r} &= V_{2r}\left(\frac{\Delta U_{2r}}{U_{2r}} - \Delta \tau_{2r}\operatorname{tg}\tau_{2r} + \Delta \tau_{2r+2}\operatorname{tg}\tau_{2r+2}\right) \end{aligned}\right\} \text{oder für } R_{2p} = \infty \left\{\begin{aligned} \Delta \tau_{2p+2} &= \frac{\operatorname{tg}\tau_{2p+2}}{\operatorname{tg}\tau_{2p}}\Delta \tau_{2p} \\ \Delta V_{2p} &= \Delta U_{2p} \end{aligned}\right.$$

$$\Delta U_{2r+2} = \Delta V_{2r} - \frac{C_{2r+1}}{\cos^2 \tau_{2r+2}}\Delta \tau_{2r+2},$$

worin nacheinander zu setzen ist $r = 1, 2, 3 \ldots t$; dann erhält man den senkrechten Abstand des Schnittpunkts von der Bildebene, positiv in der Richtung zum Objekt gerechnet

$$x_M = -\frac{\Delta U_{2t+2}}{\Delta \tau_{2t+2}} \cdot \cos^2 \tau_{2t+2}.$$

Da sich ε aus diesem Resultat wieder heraushebt, darf es in der Zahlenrechnung beliebig, also z. B. gleich 1 angenommen werden.

Für den unendlich benachbarten Sagittalstrahl hat man analog, wobei ebenfalls $\delta = 1$ gesetzt werden darf,

$$\zeta_2 = \delta \qquad \pi_2 = -\delta \frac{U_2}{C_1 \operatorname{tg}\tau_2}$$

und allgemein

$$\pi_{2r+2} - \zeta_{2r} = (\pi_{2r} - \zeta_{2r})\frac{\operatorname{tg}\tau_{2r}}{\operatorname{tg}\tau_{2r+2}} \quad \text{oder, für } R_{2p} = \infty, \quad \pi_{2p+2} = \pi_{2p}$$

$$\pi_{2r+2} - \zeta_{2r+2} = (\pi_{2r+2} - \zeta_{2r})\frac{V_{2r}}{U_{2r+2}},$$

worin wieder $r = 1, 2, 3 \ldots t$ zu setzen ist; bei symmetrischen Objektiven aber, wo $d = t + 1$ ist, braucht man nur mit $r = 1, 2, 3 \ldots {}^1\!/_2 t$ zu rechnen, weil sich ganz allgemein ergiebt

$$\pi_{d+k} - \zeta_{d+k} = -(\pi_{d-k-2} - \zeta_{d-k})$$
$$\pi_{d+k+2} - \zeta_{d+k} = -(\pi_{d-k} - \zeta_{d-k}),$$

folglich auch

$$\pi_{d+k+2} - \pi_{d+k} = \pi_{d-k+2} - \pi_{d-k}.$$

Schreibt man diese letzte Gleichung auf für $k = 1, 2, 3 \ldots {}^1\!/_2 t - 1$, und addirt alle erhaltenen Gleichungen, so ergiebt sich

$$\pi_{2t+2} = 2\pi_{d+1} - \pi_2.$$

Da ausserdem $V_{2t} = -U_2$ ist, so hat man noch

$$\zeta_{2t+2} = \pi_{2t+2} - (\pi_2 - \zeta_2)\frac{U_2}{U_{2t+2}}.$$

Hiermit ergiebt sich dann wieder der senkrechte Abstand des betreffenden Punktes der zweiten astigmatischen Brennfläche von der Bildebene

$$x_S = -\frac{U_{2t+2}}{\operatorname{tg}\tau_{2t+2}} \cdot \frac{\zeta_{2t+2}}{n_{2t+2}}.$$

Ein interessantes Resultat ergiebt die Anwendung dieser Formeln auf eine unendlich dünne einfache Linse; seien ihre beiden Krümmungsradien R_2 und R_4, ihre Dicke $D_3 = 0$ und der Brechungsindex $n_3 = n$, während $n_1 = n_5 = 1$ (Luft) ist. Dann findet man für einen Zentralstrahl mit der Achsenneigung $\tau_2 = \tau$

$$x_M = \frac{-R_2 R_4}{(n-1)(R_2 - R_4)} \cdot \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2\tau} - n\cos\tau + (n-1)\sin^2\tau\cos\tau}{\sqrt{n^2 - \sin^2\tau} - \cos\tau}$$

$$x_S = \frac{-R_2 R_4}{(n-1)(R_2 - R_4)} \cdot \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2\tau} - n\cos\tau}{\sqrt{n^2 - \sin^2\tau} - \cos\tau}.$$

Da nun die Brennweite einer solchen Linse

$$F = \frac{-R_2 R_4}{(n-1)(R_2 - R_4)}$$

ist, so folgt, dass die astigmatischen Brennflächen einer unendlich dünnen Linse ganz unabhängig sind von der Linsenform und nur von der Brennweite und dem Brechungsindex abhängen. In Fig. 3 ist die allgemeine Gestalt dieser astigmatischen Brennflächen für $n = 1,5$ dargestellt. Von der Richtigkeit dieser auffallenden Gestalt habe ich mich durch Versuche mit einem Brillenglase von 50 *cm* Brennweite überzeugt. Die neben die Kurve gesetzten Kreuze zeigen die beobachteten Kurvenpunkte an, die mit den theoretischen Kurven eine in Anbetracht der angewandten sehr primitiven Hülfsmittel vorzügliche Uebereinstimmung aufweisen. Bemerkenswerth ist besonders auch die starke Krümmung der Brennflächen in der Achse; die Krümmungsradien der Meridional- und Sagittalbrennfläche sind

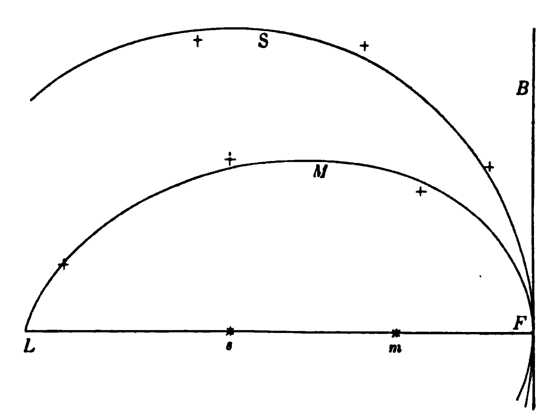


Fig. 3.

L = Zentrum der Linse
F = Brennpunkt der Linse
B = Bildebene
M = Meridionalbrennfläche
S = Sagittalbrennfläche
m = Krümmungszentrum von M
s = " " S

$$\frac{nF}{1+3n} \quad \text{bezw.} \quad \frac{nF}{1+n},$$

also für $n = 1,5$ gleich $^3/_{11}$ bezw. $^3/_5$ der Brennweite. Die Bildfläche ist also bedeutend stärker gekrümmt als selbst bei einer Vollkugel mit Zentralblende (Sutton's Panoramalinse).

Von noch grösserer praktischer Bedeutung als die nach den bisherigen Formeln abzuleitende Gestalt der beiden astigmatischen Brennflächen, welche sich bei guten Objektiven nur wenig von der Bildebene und besonders von einander entfernen dürfen, ist die Durchrechnung einiger endlicher Strahlenbündel, um zu untersuchen, wie gut die von einem Objektpunkt ausgehenden Strahlen in der Bildebene vereinigt

werden. Im Anschluss an einen zu diesem Zwecke ausgewählten Zentralstrahl sind also einige Randstrahlen zu rechnen, d. h. Strahlen, welche den Rand der Blendenöffnung passiren, und zwar entweder für die grösste zum Objektiv gehörige Blende, oder besser auch noch für einige kleinere Blenden. Um die Bestimmungsstücke für die Randstrahlen zu finden, muss man, wenn die Blende zwischen den Linsen sitzt, die Lage und Grösse der Eintrittspupille berechnen, d. h. des virtuellen Bildes der Blende, entworfen von den *vor* der Blende (vom Objekt aus gerechnet) befindlichen Linsen. Um zunächst die Lage dieses Bildes zu finden, verfolgt man einen Nullstrahl vom Blendenzentrum aus nach den Formeln

$$\Delta \tau_{d+1} = \delta$$

$$\Delta V_{d-1} = \delta (D_{d-} - R_{d-1}) \quad \text{oder, für } R_{d-1} = \infty, \quad \Delta V_{d-1} = \delta D_{d-}$$

$$\left.\begin{aligned} \Delta \tau_{2r} &= \Delta \tau_{2r+2} + \frac{\Delta V_{2r}}{R_{2r}} \left(1 - \frac{n_{2r+1}}{n_{2r-1}}\right) \\ \Delta V_{2r-2} &= \Delta V_{2r} \frac{n_{2r+1}}{n_{2r-1}} + C_{2r-1} \Delta \tau_{2r} \end{aligned}\right\} \begin{matrix}\text{oder für} \\ R_{2p} = \infty\end{matrix} \left\{\begin{aligned} \Delta \tau_{2p} &= \frac{n_{2p+1}}{n_{2p-1}} \Delta \tau_{2p+2} \\ \Delta V_{2p-2} &= \Delta V_{2p} + C_{2p-1} \Delta \tau_{2p}, \end{aligned}\right.$$

worin zu setzen ist $r = \frac{d-1}{2}, \frac{d-3}{2} \ldots 2, 1$; dann ist die Entfernung der Eintrittspupille von einer in endlicher Entfernung liegenden Objektebene

$$D_{0,\delta} = \frac{\Delta V_0}{\Delta \tau_2}.$$

Für unendliche Objektdistanz wird $\Delta V_0 = \infty$, weil $C_1 = \infty$ ist; jedoch erhält man ganz unabhängig von der Objektdistanz die Entfernung der Eintrittspupille vom ersten Linsenscheitel (positiv, wenn sie nach der Bildseite, negativ, wenn sie nach der Objektseite hin liegt)

$$D_{2,\delta} = R_2 + \frac{\Delta V_2}{\Delta \tau_2} \cdot \frac{n_3}{n_1}.$$

Nach dem Lagrange-Helmholtz'schen Satze über die Beziehung der Lateral- zur Angularvergrösserung ist aber der Radius der Eintrittspupille

$$\varrho_\delta = \varrho_d \frac{\Delta \tau_{d+1}}{\Delta \tau_2}.$$

Sei nun $U_{2,c}$ der Werth von U_2 für den Zentralstrahl, so werden die zusammengehörigen Werthe von U_2 und ζ_2 für die zum Zentralstrahl gehörigen Randstrahlen bestimmt durch die Gleichungen

$$U_2 \cos \zeta_2 = U_{2,c} + \varrho \cos \vartheta$$
$$U_2 \sin \zeta_2 = \varrho \sin \vartheta,$$

wo ϑ ein beliebiger Winkel ist (ist $\vartheta = 0^0$ oder 180^0, so verläuft der Strahl in der Achsenebene) und ϱ bestimmt ist durch

$$\varrho = \varrho_\delta \cdot \frac{C_1}{D_{0,\delta}} \quad \text{oder, für } D_1 = \infty, \ \varrho = \varrho_\delta.$$

Die weiteren Bestimmungsstücke des Randstrahls findet man dann aus den Gleichungen

$$\operatorname{tg} \tau_2 \cos \pi_2 = \operatorname{tg} \tau_{2,c} - \frac{\varrho \cos \vartheta}{C_1}$$
$$\operatorname{tg} \tau_2 \sin \pi_2 = \frac{\varrho \sin \vartheta}{C_1}.$$

Für Landschaftslinsen aber, wo die Eintrittspupille die Blende selbst ist, hat man ϱ_d statt ϱ_∂ zu setzen, was übrigens schon aus den obigen Formeln hervorgeht, da hier $\tau_{d+1} = \tau_2$ ist; ebenso ist dann $D_{0,\partial} = D_{d-}$.

Die Randstrahlen für verschiedene Blendenöffnungen, welche bei unendlicher Objektdistanz zum Achsenstrahl als Zentralstrahl gehören, geben ein Urtheil für die erreichte Korrektion der sphärischen Aberration in der Achse, sind also unter allen Umständen von Wichtigkeit. Sie sowohl, als auch die anderen Strahlen in der Achsenebene ($\vartheta = 0^0$ oder 180^0) sind zu rechnen nach den schon für die Zentralstrahlen benutzten Formeln, und zwar der zweiten Gruppe, wobei natürlich mit $r = 1$ statt $r = \frac{d+1}{2}$ zu beginnen ist.

Sodann aber sind für alle übrigen berechneten Zentralstrahlen mindestens für die grösste Blendenöffnung Randstrahlen mit $\vartheta = 0^0$, 90^0, 180^0 und 270^0 zu rechnen; der Erfolg, d. h. die Güte der Vereinigung der zusammengehörigen Randstrahlen mit ihrem Zentralstrahl in der Bildebene, wird dann zeigen, inwieweit es wünschenswerth ist, auch kleinere Blendenöffnungen und noch andere Werthe von ϑ hinzuzuziehen, was aber meist nur für eine geringe Auswahl von Zentralstrahlen zu geschehen haben wird. Hierbei braucht man die allgemeinen Formeln

$$\left.\begin{aligned}
\cos\mu_{2r} &= -\sin\tau_{2r}\cos(\pi_{2r}-\zeta_{2r})\\
\sin\varphi_{2r} &= \frac{U_{2r}}{R_{2r}}\sin\mu_{2r}\\
\sin\psi_{2r} &= \sin\varphi_{2r}\frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}}\\
\nu_{2r} &= \mu_{2r}+\varphi_{2r}-\psi_{2r}\\
\sin\tau_{2r+2}\sin(\pi_{2r+2}-\zeta_{2r}) &= \frac{\sin\nu_{2r}}{\sin\mu_{2r}}\sin\tau_{2r}\sin(\pi_{2r}-\zeta_{2r})\\
\sin\tau_{2r+2}\cos(\pi_{2r+2}-\zeta_{2r}) &= -\cos\nu_{2r}\\
V_{2r} &= U_{2r}\frac{n_{2r-1}}{n_{2r+1}}\cdot\frac{\sin\mu_{2r}}{\sin\nu_{2r}}
\end{aligned}\right\}\ \text{oder für } R_{2p}=\infty\ \left\{\begin{aligned}
\sin\tau_{2p+2} &= \frac{n_{2p-1}}{n_{2p+1}}\sin\tau_{2p}\\
\pi_{2p+2} &= \pi_{2p}\\
V_{2p} &= U_{2p}
\end{aligned}\right.$$

$$\begin{aligned}
U_{2r+2}\sin(\pi_{2r+2}-\zeta_{2r+2}) &= V_{2r}\sin(\pi_{2r+2}-\zeta_{2r})\\
U_{2r+2}\cos(\pi_{2r+2}-\zeta_{2r+2}) &= V_{2r}\cos(\pi_{2r+2}-\zeta_{2r}) - C_{2r+1}\operatorname{tg}\tau_{2r+2}.
\end{aligned}$$

Sehr zu empfehlen ist dabei die Mitberechnung der Seidel'schen Kontrolgleichungen, falls man nicht die Rechnung für eine grössere Anzahl Strahlen gleichzeitig führt, wodurch man bei einiger Aufmerksamkeit schon genügenden Anhalt für die Richtigkeit der einzelnen Rechnungen findet.

Was die chromatische Korrektion betrifft, so wird man sich natürlich mit nur wenigen, höchstens etwa drei Farben begnügen, ausser den Zentralstrahlen nur Randstrahlen für die *grösste* Blende rechnen, und schliesslich sich auf Strahlen in der Achsenebene beschränken können.

Potsdam, im Februar 1900.

Die Thätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in der Zeit vom Februar 1899 bis Februar 1900.

(Fortsetzung von S. 150.)

C. Zweite (technische) Abtheilung.

I. Präzisionsmechanische Arbeiten[1]). Präzisionsmessungen.

Für das präzisionsmechanische Laboratorium gingen im Jahre 1899 etwa 300 Gegenstände zur Prüfung ein. Die erledigten Arbeiten sind die folgenden:

a) Bestimmung der Länge und der Theilungsfehler: 2 Glasskalen, 9 Maassstäbe, 1 Objektmikrometer.

b) Längen- bezw. Dickenmessungen: 15 Endmaasse, 2 Polarisationsrohre, 1 Sphärometerring, 5 Justirringe, 50 Quarzplatten, ausserdem Normalien für Wassermessergewinde für den Deutschen Verein von Gas- und Wasserfachmännern; diesem System ist das metrische Maass leider nicht zu Grunde gelegt worden.

Gröbere Messungen.

a) Bestimmung der Länge und Theilungsfehler: 1 Barometerrohr, 6 Tiefenmaasse, 2 Tasterstäbe, 8 Schraubenspindeln. Von diesen Spindeln war eine 6 *m* lang und erforderte, da ein Komparator von solcher Länge nicht zur Verfügung steht, die Anwendung eines besonderen Messverfahrens. Die Länge der Spindel wurde zunächst auf ein stählernes Messband ohne Eintheilung übertragen und dieses stufenweise unter Einschaltung von Theilungsmarken mittels des Reichel'schen Komparators mit einem Meterstabe verglichen.

b) Bestimmung der Gesammtlänge bezw. Dicke: mehrere Ellipsoide für magnetische Untersuchungen, 1 Glasmaassstab, 10 Stahlkugeln.

c) Beglaubigung von 65 eingesandten Gewinden.

d) Prüfung eines Mikrometers.

Wärme-Ausdehnung von Materialien.

Von 12 Stäben aus Nickelstahl und 2 Rohren aus Messing zu astronomischen Pendeln, sowie von 4 Drähten aus Nickelstahl wurde der Ausdehnungskoeffizient bestimmt. Ferner liegen einige solcher Stäbe vor, welche, für bessere Regulatoruhren des Hausgebrauchs bestimmt, nur geringere Genauigkeit der Untersuchung erfordern.

Gyrometer.

Es wurden 2 Gyrometer, eins liegender und eins stehender Form, geprüft.

Beglaubigung von Stimmgabeln.

Es wurden 86 Stimmgabeln für internationalen Stimmton beglaubigt.

Konstruktive Arbeiten.

Von Arbeiten konstruktiven Charakters ist zu erwähnen, dass der neue Transversalkomparator in seinen mechanischen Theilen fertiggestellt ist; gegenwärtig wird an seiner optischen Ausrüstung gearbeitet.

Untersuchungen über den Ungleichförmigkeitsgrad im Gange rotirender Maschinen.

Es ist nunmehr gelungen, eine einfach zu handhabende Vorrichtung herzustellen, die das Beharrungsvermögen einer umlaufenden Scheibe benutzt und mit Hülfe einer Glasskale den Ungleichförmigkeitsgrad an einer aufgezeichneten Kurve unmittelbar abzulesen ermöglicht; eine Veröffentlichung darüber wird alsbald erfolgen.

II. Elektrische Arbeiten. A) Starkstrom-Laboratorium[2]). Uebersicht der Prüfungsarbeiten.

Die im Berichtsjahre geprüften elektrischen Apparate und Materialien sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

	Anzahl
I. Messapparate.	
A. Mit Gleichstrom geprüfte Zeigerapparate für Messung	
1. der elektrischen Spannung	33
2. „ „ Stromstärke	25
3. „ „ Stromstärke und Spannung	5
4. „ „ Leistung	3
5. „ „ Arbeit (Wattstunden-Zähler)	106
6. „ Elektrizitätsmenge (Amperestunden-Zähler)	11

[1]) Leman, Blaschke, Göpel.

[2]) Feussner, Orlich, Reichardt, Windmüller.

	Anzahl
B. Mit Wechselstrom geprüfte Zeigerapparate für Messung	
1. der elektrischen Spannung	3
2. „ „ Stromstärke	—
3. „ „ Leistung	4
4. „ „ Arbeit	51
C. Sonstige Messapparate	
1. Strommesswiderstände	13
2. Normalelemente	61
3. Kondensatoren	2
II. Gebrauchsapparate.	
1. Akkumulatoren	7
2. Primärelemente	19
3. Ausschalter	11
III. Isolir-, Leitungs- und Verbrauchsmaterialien.	Anzahl der Prüfungsanträge
Isolir- und Leitungsmaterial	20
Bogenlichtkohlen	2
Abschmelzsicherungen	1

Statistik über Elektrizitätszähler[1].

Um eine Grundlage für Ausführungsbestimmungen zu dem im Jahre 1898 erlassenen Gesetz, betreffend die elektrischen Maasseinheiten, und für die Organisation der Zählerprüfungen im Reiche zu erhalten, wurde im Laufe dieses Jahres eine Umfrage bei den im Reiche vorhandenen Werken veranstaltet, welche Messwerkzeuge zur Bestimmung der Vergütung bei der gewerbsmässigen Abgabe elektrischer Arbeit herstellen, und bei denjenigen, welche dieselben zu dem genannten Zwecke anwenden. Die eingegangenen Antworten von etwa 400 Werken sind auf die darin enthaltenen Wünsche und Vorschläge geprüft worden, um als Material für die auf Grund des Gesetzes zu erlassenden Bestimmungen zu dienen.

Aus dem interessanten Inhalte der Angaben möge mitgetheilt werden, dass von Elektrizitätswerken im Ganzen etwas über 60000 z. Z. im Betriebe befindliche Elektrizitätszähler angeführt worden sind, während die Fabrikanten die von ihnen für Verwendung im Deutschen Reiche ausgegebene Anzahl der Apparate sogar etwa doppelt so hoch schätzen. Die Vorschläge bezüglich der für die Aichung neuer Zähler festzusetzenden Fehlergrenzen liegen im Allgemeinen zwischen 2% und 5%, für die Verkehrsfehlergrenzen zwischen 5% und 12%. Mit der obligatorischen Aichung rathen die meisten Fabrikanten, noch eine längere Reihe von Jahren zu warten und die bei der Ausübung einer zunächst zu organisirenden fakultativen Aichung zu machenden Erfahrungen abzuwarten, während die Mehrzahl der Elektrizitätswerke sich auch bezüglich der obligatorischen Aichung für baldige Einführung ausspricht.

Laboratoriums-Einrichtungen[2].

Die in Arbeit genommenen tragbaren Widerstandssätze für grössere Leistung wurden fertig gestellt. Ausserdem wurden die Einrichtungen für die Prüfung von Gleichstrommessern erweitert, sodass diese Apparate jetzt bis zu Stromstärken von etwa 10000 Ampere in der Reichsanstalt geprüft werden können.

Wechselstrommessungen[3].

Die Einrichtungen für die Prüfungen von Wechselstrom-Messinstrumenten für Spannungen bis zu 500 Volt und Stromstärken bis zu 100 Ampere wurden vervollständigt.

Die Versuche über die Leistungsmessung von Wechselströmen bis zu Stromstärken von 100 Ampere sind fortgesetzt worden. Ein schon länger im Gebrauch befindliches Wattmeter Ganz'scher Bauart, mit einigen Abänderungen versehen, und eine Thomson'sche Waage dienen z. Z. als Normalinstrumente. Neuerdings sind von Ganz & Co. in Budapest noch zwei Wattmeter neuerer Konstruktion für Ströme bis 2,5 und 10 Ampere bezw. 60 und

[1]) Feussner.
[2]) Feussner, Reichardt.
[3]) Orlich.

500 Ampere angeschafft und untersucht worden. Ausserdem sind mehrere Wattmeter von Weston, Hartmann & Braun und Siemens & Halske (neueste Konstruktion) mit den Instrumenten der Reichsanstalt verglichen worden.

Gleichzeitig wurde ein Hallwachs'sches Spiegelelektrometer zu Leistungsmessungen verwandt; dabei wurde die Wechselspannung an Nadel und Gehäuse des Elektrometers gelegt, während die Potentialklemmen eines besonders konstruirten Normalwiderstandes, der vom Hauptstrom durchflossen wurde, mit den Quadranten verbunden wurden.

Es sind Vorbereitungen getroffen worden, um die Leistungsmessungen demnächst auf Wechselströme bis zu 500 Ampere auszudehnen.

Ein der Reichsanstalt gehöriger Satz von Selbstinduktionsnormalen im Betrage von 10^6 *cm*, 10^7 *cm* und 10^8 *cm* wurde vervollständigt und zwar zunächst durch eine vierfach getheilte Rolle, welche die Selbstinduktionen 10^8, 2×10^8, 3×10^8, 4×10^8 enthält und eine besondere Rolle von der Grösse 5×10^8 *cm*. Die Rollen wurden nach einer Formel von Stefan so berechnet, dass zur Herstellung ein Minimum von Drahtlänge nothwendig ist. Der Berechnung gemäss wurde in der Werkstatt der Kern aus Marmor angefertigt und mit Kupferdraht von 0,5 *mm* Durchmesser bewickelt. Nach dem Wickeln wurden die Rollen mehrere Stunden in Paraffin gekocht und durch Vergleichung in der Wheatstone'schen Brücke mit der Rolle 10^7, deren Selbstinduktion früher absolut gemessen worden ist, auf ihren Sollwerth abgeglichen. Dabei konnte durch Messung bei verschiedenen Schwingungszahlen festgestellt werden, dass die Rollen keine merkliche Kapazität besitzen. Sobald noch eine Rolle 10^9 *cm*, für welche die Berechnung bereits vorliegt, fertig gestellt sein wird. sollen sämmtliche Rollen absolut gemessen werden.

B) Schwachstrom-Laboratorium[1].

Das Arbeitsgebiet des Schwachstrom-Laboratoriums hat sich in der Berichtszeit dadurch erweitert, dass ihm im Sommer 1899 die Prüfung von Normalelementen, Trockenelementen und Akkumulatoren, sowie von Galvanometern für thermoelektrische Temperaturmessungen vom Starkstrom-Laboratorium abgetreten wurde.

Leitungs- und Widerstands-material.

Auf spezifischen Widerstand und Temperaturkoeffizient wurden 29 Materialproben untersucht, darunter ausführlich das bereits im letzten Bericht erwähnte Widerstandsmaterial von messingähnlichem Aussehen (gefertigt von L. Kulmiz in Achenrain in Tirol). Die im Wesentlichen aus Kupfer, Zink und Aluminium bestehende Legirung hat ein bisher nur bei Mangan-Legirungen beobachtetes Verhalten gezeigt. Der spezifische Widerstand hat etwa bei 20° C. ein Maximum. Die Thermokraft gegen Kupfer ist ausserordentlich klein (etwa 0,5 Mikrovolt für 1° C.). Einige aus der Legirung hergestellte Präzisionswiderstände sollen auf ihre Konstanz untersucht werden.

Isolations-material.

Es lagen 8 Anträge auf die Prüfung von Isolationsmaterialien mit Spannungen bis zu 800 Volt vor (Porzellan-Isolatoren, Schieferplatten, Eisenbolzen mit Hartgummi-Umkleidung u. s. w.) mit zusammen 126 Proben.

Widerstände.

Die Zahl der gemessenen Einzelwiderstände beträgt 123; darunter befanden sich 72 Draht- und 51 Blechwiderstände (von 0,01 bis 0,0001 Ohm). An Widerstandssätzen (Kästen, Kompensationsapparaten, Messbrücken) gingen 33 Apparate mit 1153 einzeln zu messenden Widerständen ein.

Für 149 der angeführten 156 Apparate war nach Angabe der Verfertiger Manganin als Widerstandsmaterial verwandt, für 1 Apparat Konstantan, für 6 Stück lagen Angaben nicht vor.

In das Ausland gingen nachweislich 51 Apparate.

Andere laufende Widerstands-Prüfungen.

Von sonstigen Arbeiten ist neben der Prüfung eines Universalgalvanometers die ausführliche Untersuchung eines von der Firma W. C. Heraeus in Hanau hergestellten Widerstandsmaterials zu erwähnen, das durch innige Mischung von Platin, Platinmetallen oder deren Salzen mit kieselsäurehaltigen Stoffen in der Glühhitze in reduzirender Atmosphäre hergestellt wird. Die Masse lässt sich auch als Glasur auf Porzellan u. s. w. aufbringen.

---

[1]) Lindeck.

Ihr spezifischer Widerstand ist sehr hoch; der Temperaturkoeffizient beträgt etwa + 0,0007. Die Firma benutzt das Material zunächst zu elektrischen Heizzwecken.

Sonstige Untersuchungen laut Arbeitsplan.

Die im vorigen Bericht erwähnten Messungen an 13 Manganin-Drahtspulen von 10000 Ohm, welche in Bezug auf Höhe und Dauer der Erwärmung verschieden behandelt worden waren, sind fortgesetzt worden, doch wird es nothwendig sein, die Aenderungen dieser Widerstände mit der Zeit noch weiter zu verfolgen.

Kundt'sche Widerstände.

Das bei Kundt'schen Widerständen beobachtete langsame Ansteigen der Werthe mit der Zeit (vgl. den vorigen Bericht) gab Veranlassung, eine grössere Zahl von solchen Widerständen nach dem Aetzverfahren neu herzustellen und fortlaufend zu untersuchen. Insbesondere wurden die Spulen auch mit Wechselstrom bis zu 440 Volt Spannung belastet. Es zeigte sich, dass hierdurch die Widerstände nicht beeinflusst werden, wenn sie keine fehlerhaften Stellen enthalten; im anderen Fall werden sie an diesen Stellen unterbrochen, sodass diese Belastung mit Wechselstrom sich als Probe für die Brauchbarkeit einer Spule empfiehlt. Die Konstanz der neu hergestellten Widerstände ist bis jetzt eine befriedigende.

Inzwischen hat die Chemische Fabrik auf Aktien (vorm. E. Schering) in Berlin noch ein anderes Verfahren zur Herstellung Kundt'scher Widerstände ausgearbeitet: die platinhaltige Lösung wird auf der Drehbank mit einer Ziehfeder als Schraubenlinie unmittelbar auf den glasirten Porzellanzylinder aufgetragen und dann eingebrannt. Die Methode hat den Vortheil, dass das Aetzen gespart wird, während andererseits die Herstellung eines Widerstandes von bestimmtem Werth nach dem Aetzverfahren leichter ist. Von solchen neuen Widerständen wurde ebenfalls eine grössere Zahl untersucht, die sich im Allgemeinen gut bewährt haben. Langsame Aenderungen mit der Zeit sind allerdings auch bei ihnen nicht ausgeschlossen; bei einigen Spulen wurde eine Widerstandszunahme beobachtet, die wohl durch mikroskopisch kleine Sprünge in der Glasur verursacht wird; bei anderen tritt eine Widerstandsabnahme ein, wofür eine Erklärung z. Z. noch fehlt.

Prüfung von Normalelementen.

In der Berichtszeit wurden (seit Juli 1899 im Schwachstrom-Laboratorium) im Ganzen 133 Normalelemente geprüft und zwar 111 Clark- und 22 Weston-Elemente (letztere gefüllt mit einer bei 4° C. gesättigten Lösung).

Bei den Clark-Elementen betrug die Abweichung vom Normalwerth

bei 83 Stück bis zu ± 0,0003 Volt
„ 23 „ von ± 0,0004 bis 0,0006 Volt
„ 1 „ + 0,0010 Volt,

und bei 4 Elementen war die Abweichung grösser als ± 0,001 Volt, worunter nur ein zur Nachprüfung eingesandtes und offenbar schadhaftes Element die bisher für die Beglaubigung gültige Fehlergrenze von ± 0,002 Volt überschritt. Dabei stammten die Clark-Elemente von vier verschiedenen Firmen. Es geht daraus hervor, dass die Fehlergrenze für die Beglaubigung in Zukunft unbedenklich auf ± 0,001 Volt wird normirt werden können.

Von den 22 Weston-Elementen hatten (bezogen auf den Werth $1{,}434_0$ des Clark-Elementes bei 15° C.)

3 Elemente die elektromotorische Kraft $1{,}019_8$ Volt
5 „ „ „ „ $1{,}019_9$ „
7 „ „ „ „ $1{,}020_0$ „
4 „ „ „ „ $1{,}020_1$ „ ,

für je 1 Element wurde $1{,}019_7$, $1{,}020_2$ und $1{,}020_4$ Volt gefunden.

Die Uebereinstimmung der in den Verkehr gelangenden Weston-Elemente unter einander ist somit eine recht befriedigende. Ueber ihre Konstanz liegen Erfahrungen über einen längeren Zeitraum in der Reichsanstalt noch nicht vor.

Herstellung von Normalelementen für den eigenen Gebrauch.

Im Juni 1899 wurden 17 Weston'sche Normalelemente mit einem Ueberschuss von Cadmiumsulfat-Krystallen hergestellt, welche als Spannungsnormale für die Abtheilung II dienen sollen (vgl. *S. 146*). Eingehende Vergleichungen dieser Elemente unter einander und mit 4 älteren Elementen der Abtheilung I (3 Stück aus dem Jahre 1894, 1 Element aus 1896) zeigten in 13 Messungsreihen, die sich über einen Monat erstreckten, bei den neu her-

gestellten 17 Elementen als grösste Abweichung zweier Elemente 0,00002 Volt, während die älteren Elemente mit den neuen bis auf $^1/_{10000}$ Volt übereinstimmten.

Aehnlich günstige Resultate ergaben sich für 8 Clark-Elemente (6 neu hergestellte und 2 sieben Jahre alte Elemente der Abtheilung I), sowie für 5 Weston-Elemente (mit bei 4° C. gesättigter Lösung). Alle Elemente hatten die Rayleigh'sche H-Form.

Ausser der Differenz der elektromotorischen Kräfte der gleichartigen Elemente wurden auch die früher von Jaeger und Kahle gemessenen Verhältnisse *Clark 15° C.* : *Cadmium 20° C.* und *Clark 0° C.* : *Cadmium 20° C.* nochmals bestimmt. Die neu ermittelten Werthe sind mit den älteren (in Klammer beigefügten), wie ersichtlich, in guter Uebereinstimmung:

$$Cl\ 15^\circ : Cd\ 20^\circ = 1{,}4067_9\ (1{,}4066_3)$$
$$Cl\ \ 0^\circ : Cd\ 20^\circ = 1{,}4228_3\ (1{,}4227_7).$$

Bisher wurde bei den Prüfungsarbeiten als elektromotorische Kraft des Clark-Elementes bei 15° C. die Zahl $1{,}434_0$ angewandt, während nach den Arbeiten von Jaeger und Kahle als wahrscheinlichster Werth die Zahl $1{,}432_8$ anzusehen ist. In Folge davon wird es sich empfehlen, in Zukunft diesen letzteren Werth bei den Messungen zu Grunde zu legen.

Trockenelemente und Akkumulatoren.

Seit der Uebernahme dieser Arbeiten durch das Schwachstrom-Laboratorium sind drei Sorten Trockenelemente und drei Sorten Akkumulatoren (zusammen 21 Elemente) geprüft worden.

Galvanometer für thermometrische Messungen.

Von 15 Galvanometern wurde seit Sommer 1899 die Richtigkeit der Spannungsskale geprüft; davon waren 14 Stück zur Messung sehr tiefer Temperaturen mittels Eisen-Konstantan-Thermoelementen und 1 Stück zur Messung hoher Temperaturen mit dem Le Chatelier'schen Element bestimmt.

Pyrometrische Arbeiten.

Betreffs der in Gemeinschaft mit dem Laboratorium für Wärme und Druck angestellten pyrometrischen Arbeiten vgl. *S. 179.*

C) Magnetisches Laboratorium[1]).

Prüfung magnetischer Materialien.

Während des Berichtsjahres wurden 25 Proben verschiedener Stahl- und Eisensorten nach der Jochmethode geprüft, und zwar 18 in zylindrischen Stäben, 7 in Form von Blechen; ausserdem wurde ein Stück des Eisenkerns eines Morseapparats zum Ellipsoid abgedreht und mit dem Magnetometer untersucht.

Vergleichung von Untersuchungsmethoden für magnetische Materialien.

Zum Zweck der Aichung der von du Bois umgearbeiteten magnetischen Waage[2]), welche demnächst durch die Firma Siemens & Halske in den Handel gebracht werden soll, wurden 2 Normalstäbe von 0,8 *cm* Durchmesser aus mehrfach ausgeglühtem schwedischen Stahlguss und 3 Stäbe aus Remscheider Wolframstahl bis zur Feldstärke $\mathfrak{H} = 500$ im Joch genau untersucht und nach Abdrehen von je einem dieser Stäbe zum Ellipsoid und Durchführung derselben Untersuchung mit dem Magnetometer die Scheerung ermittelt. Die erfolgreiche Erledigung derartiger Präzisionsarbeiten wird neuerdings dadurch erschwert, dass in Folge der Störungen durch die elektrischen Strassenbahnen genaue Messungen mit dem Magnetometer auf die Nachtzeit beschränkt sind.

Da die Grösse der Scheerung, welche an den Ergebnissen der Untersuchung mit dem Joch anzubringen ist, ausser vom Jochmaterial und der Höhe der Magnetisirung auch noch von der Art des zu untersuchenden Stabes abhängt, so wurde auch bei den laufenden Prüfungen, für welche neuerdings eine wesentlich höhere Genauigkeit in Anspruch genommen wird, stets die Koerzitivkraft jedes einzelnen Stabes noch besonders mit dem Magnetometer bestimmt und hierauf die Scheerungslinie reduzirt.

Um die Beziehung zwischen den Angaben des Köpsel'schen Magnetisirungsapparates neuerer Konstruktion und denjenigen des Joches festzustellen, verkürzte man eine Anzahl der zur Prüfung eingesandten Probestäbe nach der Untersuchung im Joch auf 27 *cm* Länge und untersuchte dieselben nochmals mit dem Köpsel'schen Apparat. Es ergab sich hierbei, dass die neue von Dr. Kath umgearbeitete Form dieses Magnetisirungsapparates der älteren überlegen ist und in Bezug auf Bequemlichkeit der Handhabung sowie Genauigkeit der

---

[1]) Gumlich, Schmidt.

[2]) Vgl. *diese Zeitschr.* **20.** *S. 113 u. 129. 1900.*

Resultate den Anforderungen genügt, welche man an einen derartigen, für technische Betriebe bestimmten Apparat zu stellen berechtigt ist.

Unterschied zwischen stetiger und unstetiger Aenderung der Magnetisirung.

Bei den Untersuchungen im Joch, welche auf der Messung von Induktionsstössen beruhen, *muss* die Magnetisirung sprungweise geändert werden, und auch bei den magnetometrischen Messungen bedient man sich aus Bequemlichkeitsrücksichten meist solcher Widerstände, die nur eine sprungweise Aenderung der Stromstärke zulassen. Da jedoch streng genommen nur der bei stetiger Aenderung der Feldstärke erreichte magnetische Zustand des Materials als der normale angesehen werden darf, so musste der Unterschied zwischen den Werthen der kontinuirlichen und diskontinuirlichen Magnetisirung durch eine systematische Untersuchung an Material verschiedener Art festgestellt werden. Zu diesem Zweck untersuchte man ein Ellipsoid aus weichem, mehrfach ausgeglühtem Stahlguss und ein solches aus ungehärtetem Wolframstahl bis zu verschieden hohen Maximalinduktionen bei stetiger und unstetiger Aenderung der Stromstärke mit dem Magnetometer in der Weise, dass man bei derselben Magnetisirungsschleife die zur Erreichung der maximalen Induktion nothwendigen Sprünge der Feldstärke immer mehr vergrösserte, bis zur direkten Kommutirung. Das Resultat der Messungen lässt sich dahin zusammenfassen, dass der magnetische Zustand von weichem Material durch die sprungweise Aenderung der Feldstärke in demselben Sinne beeinflusst wird, wie durch äussere Erschütterungen. Während die Maximalinduktion bei höheren Feldstärken nahezu ungeändert bleibt, nimmt der remanente Magnetismus, die Koerzitivkraft und die Energievergeudung mit der Grösse der Sprünge ab, wie aus folgender Zusammenstellung hervorgeht.

Prozentische Differenzen zwischen sprungweiser und kontinuirlicher Magnetisirung bei weichem Material.

	$\mathfrak{B} = 13\,000$				$\mathfrak{B} = 16\,000$				$\mathfrak{B} = 18\,500$			
	Sprünge				Sprünge				Sprünge			
	klein	mittel	gross	Kommutirung	klein	mittel	gross	Kommutirung	klein	mittel	gross	Kommutirung
	%	%	%	%	%	%	%	%	%	%	%	%
Remanenz . . .	3,5	5	9	—	3,5	5	9	—	4	6	6	—
Koerzitivkraft . .	6	11	25	41	7	12	30	45	10	12	28	40
Energievergeudung	5	8	20	—	3	5	16	—	3	5	7	—

Die Abweichungen von den entsprechenden Werthen für die kontinuirliche Magnetisirung dürfen also bei weichem Material für genauere Messungen nicht vernachlässigt werden. Auch bei hartem Material treten an ungefähr denselben Stellen der Magnetisirungskurven Differenzen auf, dieselben sind jedoch so gering, dass sie gegenüber den unvermeidlichen Beobachtungsfehlern nicht merklich ins Gewicht fallen.

Einfluss wiederholten Ausglühens auf die magnetische Härte des Eisens.

Die in einem Ofen der Königlichen Porzellan-Manufaktur vorgenommenen Versuche über den Einfluss wiederholten Ausglühens sind auf verschiedene Eisensorten ausgedehnt worden. Es ergab sich hierbei, dass bei bestem schwedischen Walzeisen, das an sich schon ungemein weich ist, das Ausglühen überhaupt keine merkliche Veränderung mehr hervorbringt. Bei gewöhnlichem Gusseisen wurde schon durch einmaliges Ausglühen ein Grenzzustand erreicht, bei welchem die Koerzitivkraft nur noch etwa den dritten Theil des ursprünglichen Werthes betrug und auch die Maximalpermeabilität beträchtlich (von $\mu = 200$ bis $\mu = 800$) gewachsen war, während das Maximum der Induktion nur unwesentlich höher lag. Aehnliche Verbesserungen wurden erzielt bei verschiedenen Proben von Stahlguss mittlerer Güte, doch trat dieser Grenzzustand erst nach etwa fünfmaligem Ausglühen ein. Umgekehrt erreichte man bei Dynamoblech nur durch das erste Ausglühen eine wesentliche Verbesserung, während sich durch Wiederholung des Verfahrens die Eigenschaften des Materials wieder merklich verschlechterten.

Woher diese Verschiedenheiten im Verhalten der einzelnen Materialien rühren, liess sich

zunächst nicht entscheiden, da die Versuchsbedingungen im Ofen der Königlichen Porzellan-Manufaktur gegeben sind und nicht für die hier vorliegenden Ausglühversuche verändert werden können. Die Versuche sollen daher demnächst noch in einem elektrisch geheizten Ofen der Reichsanstalt fortgeführt werden.

III. Arbeiten, betreffend Wärme- und Druckmessungen.

Uebersicht über die laufenden Prüfungsarbeiten[1].

Im Berichtjahr sind folgende Instrumente und Apparate geprüft worden:

18 777 Thermometer,
126 Zähigkeitsmesser,
56 Petroleumprober,
8 Siedeapparate für Mineralöle,
9 Federmanometer, darunter 5 Hochdruckmanometer,
22 Barometer,
317 Le Chatelier'sche Thermoelemente,
27 Indikatorfedern,
2 920 Legirungsringe,
290 Schmelzpfropfen.

Ausserdem wurden untersucht:

1 Reduzir- und Sicherheitsventil mit Manometer für Bierdruckapparate,
1 elektrischer Feuermelder,
1 Benzinlampe in Bezug auf Brauchbarkeit für Mineralöl-Siedeapparate,
1 Benzinlampe in Betreff der Temperatur der Flamme für Zwecke der Berliner Feuerwehr.

Die geprüften Thermometer vertheilen sich auf folgende Gattungen:

17 084 gewöhnliche ärztliche und ärztliche Maximum-Thermometer,
16 Immisch'sche Zeigerthermometer,
354 feinere Thermometer mit Korrektionsangabe in 0,01°, geprüft in Temperaturen bis 100°,
567 Thermometer mit Korrektionsangabe in 0,1°, geprüft in Temperaturen bis 100°,
5 Insolationsthermometer,
279 Thermometer für Temperaturen bis 300°,
363 hochgradige Thermometer für Temperaturen über 300° bis 575°, darunter 20 Stück aus Jenaer Verbrennungsröhrenglas,
61 Siedethermometer für Höhenmessungen,
32 Thermometer für Eispunktsbestimmungen oder Messungen unter 0° bis — 80°,
16 Thermometer Walferdin'scher (Beckmann'scher) Konstruktion,

zusammen 18 777 Stück.

Hiervon waren 3551 Stück unzulässig wegen Nichteinhaltung der Prüfungsbestimmungen, 230 Stück gingen beschädigt ein, während 68 bei der Prüfung schadhaft wurden. Im Ganzen sind also 3849 Stück, d. h. 20,5 % der eingereichten Thermometer zurückgewiesen worden, was gegen das Vorjahr eine Abnahme von 5 % bezeichnet. Die Gesammtzahl der Thermometer hat um nahezu 2500 = 13 % zugenommen, woran ausser den ärztlichen Thermometern auch besonders die hochgradigen Thermometer theilnehmen.

Thermometer-Prüfungsstellen unter Kontrole der Reichsanstalt.

Während des Berichtjahres fand eine Revision der Grossherzoglich Sächsischen Prüfungsanstalt zu Ilmenau und der im Herzoglich Sächsischen Aichamt zu Gehlberg errichteten Prüfungsstelle für ärztliche Thermometer statt.

Die Ilmenauer Prüfungsanstalt konnte im abgelaufenen Jahre auf eine zehnjährige Thätigkeit zurückblicken, in welchem Zeitraum rund 350 000 Thermometer abgefertigt worden sind.

---

[1]) Wiebe, Grützmacher, Rothe, Moeller, Schwirkus, Hebe.

Es hat eine ausführliche Vergleichung sämmtlicher Normalthermometer bis 100° in dem neuen, nach Angabe von Grützmacher von der Werkstatt angefertigten Apparat stattgefunden. Eine Publikation über die Resultate dieser Vergleichung in Verbindung mit der Vergleichung der Quecksilberthermometer aus älteren Glassorten steht bevor. Der neue Vergleichsapparat besitzt elektrisch betriebenes Rührwerk und elektrische Heizvorrichtung; das Anheizen geschieht wie bei dem älteren Apparat durch Wasserdampf. Zur Prüfung der ärztlichen Thermometer sind noch einige neue Normalthermometer, die fundamental bestimmbar sind, beschafft und untersucht worden, sodass jetzt für diesen Zweck 8 Normale zur Verfügung stehen, von denen 4 ständig in Gebrauch sind, während die anderen 4 als Ersatz und zur Kontrole der ersteren dienen.

Arbeitsnormalthermometer für die Reichsanstalt. *a) Normale bis 100°* [1].

Für eine Anzahl Gebrauchsnormalthermometer aus Glas 16^{III} besonders für die Temperaturen zwischen 200° und 300° wurden durch Kalibrirung und Gradwerthbestimmung die Korrektionen ermittelt. Im Anschluss an die laufenden Prüfungen fanden wiederholte Kontrolvergleichungen dieser Thermometer mit den vorhandenen Normalen statt.

b) Normale bis 300° [2].

Von den neuen, an das Gasthermometer anzuschliessenden hochgradigen Quecksilberthermometern aus Glas 59^{III} ist nach geschehener Kalibrirung die Hälfte jetzt unter Druck gefüllt worden; um den Einfluss einer Temperaturänderung des eingeschlossenen Gases auf den Stand des Thermometers möglichst zu vermindern, ist der obere Theil dieser Instrumente mit einem Vakuummantel umgeben worden, wie dies schon früher bei einigen Normalen geschehen war. Die andere Hälfte der hochgradigen Hauptnormalthermometer ist zur Kalibrirung eingeliefert und in Arbeit genommen worden.

Hochgradige Thermometer [3].

Ausser dem zuvor erwähnten Vergleichsapparat wurde in der Werkstatt nach Angabe von Dr. Rothe ein neues Salpeterbad für Thermometervergleichungen in Temperaturen bis 600° hergestellt, das ähnlich dem im letzten Bericht erwähnten Thermostaten (Anh. Nr. 21) konstruirt ist, nur geschieht die Heizung vorläufig noch mit Gas und nicht elektrisch.

Prüfungsapparate.

Ein Apparat für tiefe Temperaturen, bei dem flüssige Kohlensäure zur Abkühlung des Vergleichsbades dient, ist in der Werkstatt der Reichsanstalt angefertigt worden und hat sich bei den Vorversuchen bewährt.

Es sind 317 Thermoelemente geprüft worden, die grösstentheils eine Schenkellänge von 1,5 *m* besassen. Die Steigerung in der Zahl der Prüfungen gegen das Vorjahr beträgt etwa 75 %. Mit Ausnahme von 3 Stück entstammen die Elemente dem von der Firma W. C. Heraeus eingelieferten, bereits im vorigen Bericht erwähnten Drahtvorrath von 9 *kg*. Die Thermokräfte der meisten dieser Elemente, die sämmtlich vor der Prüfung elektrisch ausgeglüht wurden, waren bis auf Bruchtheile eines Grades identisch.

Pyrometrische Arbeiten [4].

Für die thermoelektrischen Messungen ist ein besonderer Raum neu eingerichtet worden, in dem auch das Gasthermometer aufgestellt worden ist.

Die Prüfung der Thermoelemente geschieht mittels der von der Firma Siemens & Halske nach Prof. Lindeck's Angaben angefertigten Pyrometerschaltung, deren Prinzip im letzten Bericht beschrieben wurde. Die Schaltung hat sich gut bewährt; eine gleichzeitig angestellte Reihe von Messungen mit dem Kompensationsapparat hat merkliche Abweichungen nicht aufgewiesen.

Die Normalelemente der Abtheilung II (K & S, III, V, VI, VII, VIII) wurden wiederholt und in längeren Zwischenräumen, während deren sie in verschiedenem Maasse bei den laufenden Prüfungen beansprucht wurden, einer genauen Vergleichung in Temperaturen bis 1550° unterworfen; es ergab sich eine relative Uebereinstimmung der für die Elemente K & S, für III und für V, VI, VII, VIII zu verschiedenen Zeiten und nach verschiedenen Methoden der Messung und der Heizung ermittelten Skalen auf weniger als 5° C.

---

[1]) Grützmacher, Moeller.
[2]) Grützmacher, Rothe, Moeller.
[3]) Rothe, Moeller.
[4]) Lindeck und Rothe.

Die Heizung geschah in dem im vorigen Bericht erwähnten Ofen, der zur Erzielung der hohen Temperaturen mit einer Heizspirale aus Platiniridium versehen war, die von der Firma Heraeus zur Verfügnng gestellt worden ist. Oberhalb 1600° beeinträchtigt einerseits das Weichwerden der Heizrohre aus Porzellan, andererseits aber die starke, durch Sublimation erfolgende Korrosion des Heizdrahts die Verwendbarkeit des Ofens.

Manometer und Barometer[1]. Geprüft wurden 9 Manometer, darunter 5 Hochdruckmanometer, und 22 Barometer, unter denen sich 4 Quecksilberbarometer befanden. Ueber die Ergebnisse der Untersuchung von Aneroiden in dem Zeitabschnitt von 1888 bis 1898 steht eine Publikation bevor.

Zähigkeitsmesser, Petroleumprober und Mineralöl-Siedeapparate[2]. Es wurden im abgelaufenen Jahre geprüft

126	Zähigkeitsmesser,
56	Petroleumprober,
8	Siedeapparate,
zus. 190	Apparate für Petroleumuntersuchung.

Die bereits im Vorjahre begonnene Vergleichung der Gebrauchs-Normal-Petroleumprober mit den Kontrolnormalen und dem ursprünglichen Normal Pe 17 und dessen Kopie Pe 1408 sowie untereinander ist zu Ende geführt worden.

Die durch die Vergleichungen ermittelten Gesammtkorrektionen sind von den thermometrischen Fehlern befreit, und die übrigbleibenden Apparatenkorrektionen, die für alle Temperaturen konstant sein müssen, sind zu Mitteln vereinigt. Um dann für jeden Prober eine Korrektionstabelle herzustellen, ist die Summe der thermometrischen Korrektionen und der konstanten Apparatenkorrektionen gebildet worden. Die mittleren Fehler der Mittel verbleiben für die einzelnen Prober mit einer Ausnahme innerhalb 0,05°.

Die seit dem Vorjahr sehr verminderte Einlieferung der Mineralöl-Siedeapparate hat sich auf 8 Stück beschränkt. Bei einem derselben sollte statt des in den Bestimmungen vorgeschriebenen Leuchtgasbrenners ein Barthel'scher Benzinbrenner benutzt werden. Vergleichende Versuche mit beiden Brennern ergaben die Brauchbarkeit des letzteren.

Da bei dem als Normal dienenden Siedeapparat bereits eine starke Abnutzung eingetreten ist, war die Beschaffung eines neuen Apparats erforderlich. Bei den mit beiden Apparaten unter Benutzung von 4 verschiedenen Mineralölsorten ausgeführten zahlreichen Vergleichungen zeigte sich in den Resultaten bei benzinarmen Rohölen vollkommene Uebereinstimmung, während bei den benzinreichen Rohölen Abweichungen bis zu 2 Volumenprozent vorkommen können.

Schmelzkörper für Dampfkessel-Sicherheitsapparate[3]. Während des Berichtsjahres sind 2920 Legirungsringe für Schwartzkopff'sche Sicherheitsapparate und 290 Schmelzpfropfen für Black'sche Pfeifen geprüft; die Prüfung erfolgte nach den neuen im *Zentralbl. f. d. Deutsche Reich Nr. 31. 1899* veröffentlichten Bestimmungen.

Indikatorfedern[4]. Während in früheren Jahren die Prüfung von Indikatorfedern nur vereinzelt verlangt wurde, scheint jetzt ein Bedürfniss für die Prüfung solcher Federn in grösserem Umfange vorzuliegen, da in verhältnissmässig kurzer Zeit 27 Stück von verschiedenen Firmen eingeliefert worden sind.

Da die zur Prüfung zur Verfügung stehende Dampfspannung nur 6,5 *kg/qcm* beträgt, während Federn für Drucke bis 15 *kg* eingereicht wurden, so sind besondere Einrichtungen zur Prüfung der Federn (im warmen und kalten Zustand) bis 20 *kg* in Bestellung gegeben worden.

---

1) Wiebe, Hebe.
2) Wiebe, Schwirkus.
3) Schwirkus.
4) Wiebe, Schwirkus.

IV. Optische Arbeiten.

Photometrische Prüfungen[1]).

Die im Kalenderjahre 1899 ausgeführten photometrischen Prüfungen sind in der folgenden Zusammenstellung enthalten.

149 beglaubigte Hefnerlampen, davon
- 57 mit Visir,
- 50 mit optischem Flammenmesser,
- 8 mit Visir und optischem Flammenmesser,
- 31 mit optischem Flammenmesser und Ersatzdochtrohr,
- 3 mit Visir, optischem Flammenmesser und Ersatzdochtrohr;

189 elektrische Glühlampen, davon
- 14 in Dauerprüfung mit im Ganzen 2200 Brennstunden;

115 Gasglühlichtapparate, davon
- 83 in Dauerprüfung mit im Ganzen 19 200 Brennstunden;

2 Gasglühlichttulpen;
2 Leuchtspirituslampen;
1 Spiritusglühlichtlampe;
5 Petroleumglühlichtlampen;
2 Azetylenglühlichtbrenner;
3 Gaslampen;
2 Petroleumlampen;
1 Pressluftglühlampe;
2 Hydropressgasapparate;
1 Kalklichtlampe;
1 Gasdruckregulator;
1 Regulirschraube für Leuchtgas;
1 Photometeraufsatz;
4 Plangläser, auf Absorption zu prüfen.

Erheblich zugenommen gegen das Vorjahr hat die Prüfung von Hefnerlampen (149 gegen 92 im Vorjahre); abgenommen haben die einmaligen Prüfungen von Gasglühlichtapparaten, und zwar betrifft der Rückgang vornehmlich den ersten Theil des Jahres, während die Dauerprüfung von Gasglühlicht etwa auf der gleichen Höhe wie im Vorjahre stand. Ferner sind Azetylengasbrenner fast garnicht geprüft worden; es liegt dies zum Theil daran, dass die Reichsanstalt bis jetzt die Stellung eines Azetylenentwicklers nebst Reinigers von Seiten des Antragstellers verlangt. Eigene Einrichtungen für die Prüfung von Azetylengasbrennern zu beschaffen, erschien noch nicht angebracht.

Im Ganzen wenig erfreuliche Resultate ergab die Prüfung von Petroleumglühlichtlampen; namentlich ist die Handhabung dieser Lampen im Allgemeinen eine für den allgemeinen Gebrauch zu schwierige. Günstiger erwiesen sich in dieser Beziehung die Spiritusglühlichtlampen.

Eine grössere Reihe vergleichender Versuche ist mit amerikanischem und russischem Petroleum ausgeführt worden, grösstentheils unter Benutzung von Brennern und Zylindern, welche die Deutsch-Russische Naphta-Import-Gesellschaft geliefert hatte. Das Ergebniss war insofern ein für das russische Petroleum günstiges, als bei früheren Versuchen die Oekonomie (Petroleumverbrauch auf 1 HK in der Stunde in g) beim russischen Petroleum über 10% ungünstiger als beim amerikanischen sich ergab, während sie jetzt für beide Petroleumsorten etwa die gleiche ist. Dieser Unterschied ist hauptsächlich durch Verbesserungen in der Konstruktion von Brennern und Zylindern verursacht.

Neu in Angriff genommen sind umfangreichere, gemeinsam mit dem deutschen Verein von Gas- und Wasserfachmännern auszuführende Versuche über Gasglühlichtkörper, welche ein Urtheil über die Leistungsfähigkeit der gebräuchlichsten Glühkörper geben und ausserdem eine Anzahl anderer für die Gasglühlichtbeleuchtung wichtiger Fragen beantworten sollen.

---

[1]) Brodhun, Liebenthal.

Bei dem Mechaniker H. Heele zu Berlin ist ein neuer rotirender Sektor in Auftrag gegeben worden, bei dem die Veränderung der Grösse des Sektorenausschnitts, sowie die Ablesung des Theilkreises während der Rotation erfolgt.

Bestimmung der räumlichen Lichtstärke[1]).

Die Untersuchungen über die Lichtvertheilung von elektrischen Glühlampen sind zum Abschluss gekommen und veröffentlicht[2]).

Prüfung von Saccharimetern.

a Prüfung von Quarzplatten[3]).

Neu aufgenommen unter die laufenden Arbeiten des optischen Laboratoriums wurde die Untersuchung von Quarzplatten, die zur Prüfung von Saccharimetern dienen. Die Quarzplatten werden sowohl auf ihre Güte, d. h. auf Planparallelismus, optische Reinheit und Achsenfehler, als auch auf ihre Drehungswinkel für spektral gereinigtes Natriumlicht untersucht. Die hierbei gewöhnlich in Anwendung kommenden Untersuchungsmethoden mussten zunächst vervollkommnet werden, was eine grössere Zahl von Vorversuchen erforderlich machte. Dieselben haben zur Neukonstruktion von mehreren Apparaten geführt, mit deren Hülfe sich die obigen Untersuchungen sicher und schnell ausführen lassen mit einer Genauigkeit, die für alle Zwecke der Zuckertechnik völlig ausreichend ist.

Die Prüfung der Quarzplatten auf Parallelismus erfolgt mit Hülfe des Abbe'schen Interferenzapparats und Natriumlichts durch Beobachtung der Fizeau'schen Streifen, bezw. Haidinger'schen Ringe. Hierdurch findet man den Keilwinkel einer Quarzplatte bis auf wenigstens ± 3 Sekunden richtig; derselbe wird dann noch, wenn es nöthig erscheint, mittels des Abbe'schen Spektrometers kontrolirt. Um die Quarzplatten auch bequem auf Planheit mit dem Abbe'schen Interferenzapparat zu prüfen, wurde dieser so umgebaut, dass er die Beobachtung Fizeau'scher Streifen in einer etwa 0,5 *mm* dicken Luftschicht ermöglicht, die einerseits von der zu prüfenden Quarzplatte, andererseits von einem planen Vergleichsglase begrenzt wird. Sobald man den Keilwinkel der Luftschicht auf wenige Sekunden reduzirt hat, lässt sich aus den wenigen dann noch vorhandenen breiten Fizeau'schen Streifen leicht die Planheit der Quarzplatte beurtheilen.

Auf ihre optische Reinheit werden die Quarzplatten in der Weise geprüft, dass man den Analysator eines kräftig mit weissem Licht beleuchteten und mit einem einfachen Glan'schen Nicol als Polarisator versehenen Polarisationsapparats auf grösste Dunkelheit des Gesichtsfeldes stellt, die zu untersuchende Quarzplatte an das Polarisator-Diaphragma bringt, ihre Drehung mit Hülfe einer am Analysator-Diaphragma angebrachten Keilkompensation möglichst aufhebt und mit dem Fernrohr die Quarzplatte scharf anvisirt. Man erkennt dann mit grösster Deutlichkeit alle schlechten Stellen.

Die Bestimmung des Achsenfehlers, d. i. des Winkels, welchen die optische Achse der Quarzplatte mit der Plattennormale bildet, erfolgt auf der von Gumlich (*Wiss. Abh. der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt* **2.** *S. 203. 1895*) angegebenen Grundlage. Während die Mechaniker die Quarzplatten auf Achsenfehler mit dem Nörrenberg'schen Polarisationsmikroskop entweder durch Beobachtung der Airy'schen Spiralen oder auch in der Weise prüfen, dass sie das Kreisen der Ringfiguren beim Drehen der Quarzplatten in ihrer Ebene beobachten, ähnelt die Gumlich'sche Methode dem letzteren Verfahren, nur wird das Gesichtsfeld auf einen so kleinen Theil der Ringfigur beschränkt, dass es von wenigen Interferenzstreifen durchzogen ist, und dann das Wandern eines dieser Streifen beim Drehen der Platte in ihrer Ebene messend verfolgt. Letzteres Verfahren ermöglicht, falls eine grössere Zahl von Bestimmungen ausgeführt wird, bei Quarzplatten von einigen Millimeter Dicke nach Gumlich's Angabe die Ermittelung des Achsenfehlers bis auf etwa 1' genau; bei dünneren, 1,6 *mm* und weniger dicken Quarzplatten, wie sie gerade in der technischen Saccharimetrie verwendet werden, nimmt jedoch die Genauigkeit wegen der grossen Einstellungsfehler auf die breiten und verschwommenen Interferenzstreifen bedeutend ab. Die Methode bedurfte daher sowohl in theoretischer, als auch experimenteller Hinsicht einer Durcharbeitung. Das Resultat derselben ist, dass sich nunmehr selbst bei sehr dünnen, nur etwa 0,4 *mm* dicken oder 25°

[1]) Liebenthal.

[2]) Vgl. *diese Zeitschr.* **19.** *S. 194 u. 225. 1899.*

[3]) Brodhun, Schönrock.

Ventzke-Platten der Achsenfehler bis auf etwa ± 6 Sekunden genau bestimmen lässt. Der zu den Messungen dienende Achsenfehlerapparat ist nach den Angaben der Reichsanstalt von der Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin ausgeführt worden.

Die Drehungswinkel der Quarzplatten für spektral gereinigtes Natriumlicht werden bis auf etwa $^1/_{6000}$ ihres Betrages sicher ermittelt. Die Bestimmungen werden in einem grossen Polarisationsapparat mit dem im vorigen Thätigkeitsberichte erwähnten neuen Halbschattennicol ausgeführt, wobei die Quarzplatten mit Hülfe eines Gauss'schen Okulars, dessen Fadenkreuz für die Zentrirung auf zwei senkrecht zu einander beweglichen Schlitten montirt ist, genau senkrecht zur Drehungsachse des Analysators gestellt werden. Die die Quarzplatten haltende Vorrichtung gestattet auch, die Quarzplatten genau in ihrer Ebene um jeden beliebigen Winkel zu drehen.

Während des Jahres 1899 wurden 99 Quarzplatten zur Prüfung eingeliefert, unter denen sich 48 fanden, die wegen nicht genügender Planparallelität oder optischer Unreinheit für saccharimetrische Zwecke sich als nicht geeignet erwiesen. Bei den 51 brauchbaren Quarzplatten blieben die Achsenfehler unter 12′ (der Durchschnittswerth betrug nur 5′); der Keilwinkel blieb bei den etwa 100° (etwa 1,6 *mm* dicken) und 75° Ventzke-Platten unter 38″, bei den 50° Ventzke-Platten unter 68″ und bei den 25° Ventzke-Platten unter 79″; demnach bleibt die Drehungsänderung, welche durch eine Verschiebung der Platte in der Richtung des Keiles um 1 *mm* möglich ist, bei den 100° und 75° Ventzke-Platten unter 0,011° Ventzke, bei den 50° Ventzke-Platten unter 0,020° Ventzke und bei den 25° Ventzke-Platten unter 0,024° Ventzke. Von den 51 brauchbaren Quarzplatten waren 50 vom Chemischen Laboratorium des Vereins der Deutschen Zuckerindustrie in Berlin eingesandt worden, welche gemäss den Beschlüssen der zweiten Sitzung der internationalen Kommission für einheitliche Methoden der Zuckeruntersuchung in Wien zu dem Behufe beschafft worden sind, um nach erfolgter Prüfung als Normale für die Justirung der Saccharimeter in den in der Kommission vertretenen Ländern zu dienen, nämlich in Deutschland, Oesterreich-Ungarn, Italien, Frankreich, Russland, Holland, Belgien und den Vereinigten Staaten von Nordamerika.

b) Beschaffung eines Quarzplattensatzes.

Nach Ausarbeitung der obigen Untersuchungsmethoden ist nunmehr auch für die Reichsanstalt bei der Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin ein Quarzplattensatz zur Prüfung von Saccharimetern, bestehend aus sechs optisch reinen und planparallelen Quarzplatten von 16 *mm* Durchmesser und 100°, 80°, 60°, 40°, 20°, — 20° Ventzke, bestellt worden mit der Bedingung, dass die Achsenfehler unter 8 Minuten, die Keilwinkel unter 15 Sekunden bleiben müssen.

c) Normalbestimmung des Hundertpunkts der Ventzke'schen Skale für Natriumlicht[1].

a) Abhängigkeit der spezifischen Drehung von der Temperatur.

Da in der Zuckertechnik noch vielfach die auch für die Praxis merkliche Abhängigkeit der spezifischen Drehung $[\alpha]$ von der Temperatur, über welche bereits im Thätigkeitsbericht für das Jahr 1896 berichtet wurde, bestritten wird, so wurden nochmals mehrere Versuchsreihen mit einem neuen Polarisationsrohr ausgeführt, zugleich um das untersuchte Temperaturintervall so zu vergrössern, dass die Zwecke der Zuckertechnik vollkommen befriedigt werden. Die neuen Versuche stehen mit den älteren in der Reichsanstalt angestellten in vollkommener Uebereinstimmung. Es ist für nahezu normale Lösungen von reinem Zucker in Wasser

$$[\alpha]_t^D = \frac{100\,\alpha_t^D}{l_t\,p\,d_t} = [\alpha]_{20^0}^D - [\alpha]_{20^0}^D\,0{,}000\,217\,(t-20)$$

für Temperaturen t zwischen 10° und 32°. Der Temperaturkoeffizient 0,000 217 ist bis auf ± 0,000 009 richtig. Diese Untersuchungen sind kürzlich in *dieser Zeitschr.* **20.** *S. 97. 1900* veröffentlicht worden.

β) Beschaffung von Zucker.

Durch die Vermittelung des Hrn. Prof. Herzfeld sind sieben besonders sorgfältig hergestellte Zuckersorten aus Deutschland, Oesterreich, Frankreich, Russland, England und Nordamerika bezogen worden, deren Untersuchung zur Feststellung der spezifischen Drehung des Zuckers demnächst in Angriff genommen werden soll.

---

[1]) Schönrock.

Dioptrische Prüfungen[1]).

Die dioptrischen Prüfungen beschränkten sich, abgesehen von der an anderer Stelle beschriebenen Prüfung von Quarzplatten, auf die Bestimmung einiger Brechungsexponenten von Gläsern.

V. Chemische Arbeiten.

Löslichkeit der Salze.

a) Salze der Chromsäure[2]).

Die Arbeit über die *Löslichkeit der Salze* wurde fortgesetzt.

Die früheren Beobachtungen über die *Salze der Chromsäure* sind mehrfach ergänzt worden. Nach Moissan's Angaben ist die Chromsäure H_2CrO_4 in Krystallen isolirbar. Hier liegt aber nachweislich ein Irrthum vor. Gemäss vielfacher Versuche bleibt es bei der früheren Anschauung, nach welcher die Säure in fester Form nicht als Hydrat, sondern stets als *Anhydrid* auftritt.

Während die völlige Sättigung der Chromsäure mit Natron das Salz $Na_4CrO_5 + 13 H_2O$ ergeben hatte, wurde jetzt durch Sättigen von Natron mit Chromsäure das Salz $Na_2Cr_4O_{13} + 4 H_2O$ aufgefunden. In diesen beiden Endgliedern der Salzreihe wechselt der auf CrO_3 bezogene Natrongehalt um den achtfachen Betrag. Die Frage nach den Molekularverhältnissen der Chromate gewinnt durch diese Beobachtung an Interesse.

b) Natriumsalze der Selensäure, Wolframsäure, Molybdänsäure[3]).

Im Anschluss an die Natriumchromate wurde die Löslichkeit der normalen Salze der *Selensäure*, *Wolframsäure und Molybdänsäure* untersucht. Die Analogie dieser Salze mit dem Natriumsulfat und Chromat macht sich durch die Existenz von Hydraten mit 10 Mol. Wasser kenntlich; ein solches war für das *Natriumwolframat* bisher nicht bekannt. Die Analogie drückt sich auch in den sehr steilen Löslichkeitskurven deutlich aus, welche einen parallelen Verlauf nehmen; bei höherer Temperatur treten Hydrate mit 2 Mol. Wasser auf, deren Kurven viel flacher sind. Zum weiteren Vergleich soll noch das tellursaure Natron herangezogen werden; mangansaures Natron konnte als krystallisirtes Hydrat trotz der Angaben von Gentele nicht erhalten werden.

c) Stabile Hydratzustände der Salze bei 18°[4]).

Die begonnene Revision der bei 18° *stabilen Hydratzustände* wurde auf die Salze der Schwermetalle weiter ausgedehnt.

Elektrolyse von Platinchlorid und verwandten Stoffen[5]).

Im Anschluss an die früheren Beobachtungen über den Säurecharakter des *Platinchlorids* wurde in einer Untersuchung über die Wanderung der Ionen die Folgerung bestätigt gefunden, dass in der wässrigen Lösung dieser Substanz das Metall zur Anode wandert. Zinntetrachlorid zeigte das entgegengesetzte Verhalten.

Ein zeitliches Anwachsen des Leitvermögens des Platinchlorids erwies sich wesentlich als Folge einer durch Belichtung entstehenden Hydrolyse, die auch bei dem Wasserstoffplatinchlorid auftritt, aber hier nur in sehr starker Verdünnung.

Analytische Trennung der Platinmetalle[6]).

Die quantitative *Trennung der Platinmetalle* von einander gehört noch immer zu den schwierigsten und langwierigsten Aufgaben der analytischen Praxis. Vielseitige, indess noch nicht abgeschlossene Versuche waren darauf gerichtet, die vorhandenen zahlreichen Trennungsmethoden zu sichten und zu vereinfachen, damit sie den Ansprüchen der chemischen Technik Genüge leisten.

Silbervoltameter[7]).

Die im Berichtsjahre gemachten Beobachtungen am *Silbervoltameter* lassen es nicht ausgeschlossen erscheinen, dass an den kleinen bei der Strommessung gefundenen Differenzen Verunreinigungen der Lösung oder der Anode mitwirken. Dieser Frage soll bei den weiteren Versuchen besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden.

Thermometerflüssigkeiten[8]).

Die Bestrebungen, *Thermometerflüssigkeiten* für extrem niedrige Temperaturen aufzusuchen, scheiterten daran, dass die einheitlichen flüssigen Kohlenwasserstoffe, wie Pentan, Butan,

---

[1]) Brodhun, Schönrock.
[2]) Mylius, Funk.
[3]) Funk.
[4]) Mylius, Dietz.
[5]) Kohlrausch, Dittenberger, Dietz.
[6]) Mylius, Dietz.
[7]) Dietz, Mylius.
[8]) Mylius.

Aethan u. s. w., bei niedriger Temperatur fest werden; der Petroleumäther bleibt daher vermuthlich das zweckmässigste Material.

Präparative Arbeiten und Prüfungen.

Vielfach wurde das chemische Laboratorium durch die Herstellung reiner Präparate und die Analyse von Metallen, Legirungen und anderen Stoffen in Anspruch genommen; einige Male sind Prüfungen neuer Glassorten für die Technik ausgeführt worden.

VI. Arbeiten der Werkstatt.

Gegenstände für grössere Arbeiten bildeten

- 5 Thermostaten für Thermometerprüfungen,
- 6 grosse Starkstrom-Kurbelwiderstände,
- 7 Gleitbandwiderstände,
- 1 Vergleichs-Apparat für Widerstände,
- 1 Apparat zur Bestimmung von Ungleichförmigkeiten rotirender Maschinen nach Göpel.

Mit Beglaubigungsstempel wurden versehen

- 33 Blechstreifen und Stäbe,
- 86 Stimmgabeln,
- 65 Bolzen,
- 149 Hefnerlampen,
- 73 Normalelemente.

Der Präsident der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt
(gez.) Kohlrausch.

Anhang.

Veröffentlichungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Allgemeines.

1. Denkschrift über die Thätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt vom Sommer 1897 bis Ende 1899. — Dem Reichstag vorgelegt im Januar 1900.

Abtheilung I.

Amtliche Veröffentlichungen.

2. Thiesen, Scheel und Diesselhorst, Untersuchungen über die thermische Ausdehnung. — VI. Bestimmung der Ausdehnung des Wassers für die zwischen 0° und 40° liegenden Temperaturen. *Wiss. Abh.* ***3.*** (Im Druck.)
3. Thiesen und Scheel, Spannkraft des gesättigten Wasserdampfes. *Ebenda.*
4. Kohlrausch, Ueber den stationären Temperaturzustand eines von einem elektrischen Strome erwärmten Leiters. *Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1899. S. 711; Ann. d. Physik (4)* ***1.*** *S. 132. 1900.*
5. Jaeger und Diesselhorst, Wärmeleitung, Elektrizitätsleitung, Wärmekapazität und Thermokraft einiger Metalle. *Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1899. S. 719.*
6. Diesselhorst, Ueber das Problem eines elektrisch erwärmten Leiters. *Ann. d. Physik (4)* ***1.*** *S. 312. 1900.*
7. Holborn und A. Day, Ueber das Luftthermometer bei hohen Temperaturen. *Wied. Ann.* ***68.*** *S. 817. 1899; Amer. Journ. of Science (4)* ***8.*** *S. 165. 1899.*
8. Holborn und A. Day, Ueber die Thermoelektrizität einiger Metalle. *Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1899. S. 69; Amer. Journ. of Science (4)* ***8.*** *S. 303. 1899.*
9. Kahle, Bemerkungen zu einer Arbeit der Herren Callendar und Barnes über Clarkelemente. *Wied. Ann.* ***64.*** *S. 92. 1898.*
10. Kohlrausch und M. E. Maltby, Das elektrische Leitvermögen wässriger Lösungen von Alkali-Chloriden und Nitraten. *Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1899. S. 665.*

11. **Kurlbaum**, Aenderung der Emission und Absorption von Platinschwarz und Russ mit zunehmender Schichtdicke. *Wied. Ann.* ***67.*** *S. 846. 1899.*
12. **Lummer und Pringsheim**, 1. Die Vertheilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins; 2. Temperaturbestimmung fester glühender Körper. *Verhandl. d. Deutsch. physikal. Gesellsch.* ***1.*** *S. 23. 1899.*

Private Veröffentlichungen.

13. **Kohlrausch**, Gustav Wiedemann. Nachruf, gesprochen in der Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. *Verhandl. d. Deutsch. physikal. Gesellsch.* ***1.*** *S. 3. 1899.*
14. **Kohlrausch**, Ueber einige durch die Zeit oder durch Belichtung hydrolisirte Lösungen von Chloriden. *Verhandl. d. Deutsch. physikal. Gesellsch.* ***1.*** *S. 259. 1899.*
15. **Kohlrausch**, Kleiner Leitfaden der praktischen Physik. 260 S. Leipzig, B. G. Teubner 1900.
16. **Thiesen**, *Kilogrammes Prototypes II—IV. Travaux et Mémoires du Bureau international des Poids et Mesures* ***9.*** *1899.*
17. **Thiesen**, Spannung des gesättigten Wasserdampfes bei Temperaturen unter 0°. *Wied. Ann.* ***67.*** *S. 96. 1899.*

Abtheilung II.

Amtliche Veröffentlichungen.

18. Prüfungsbestimmungen für **Engler**'sche Mineralöl-Siedeapparate. *Zentralbl. f. d. Deutsche Reich 1898. Nr. 30.*
19. Prüfungsbestimmungen für Legirungsringe. *Zentralbl. f. d. Deutsche Reich 1899. Nr. 31.*
20. **Grützmacher**, Thermometrische Korrektionen. *Wied. Ann.* ***68.*** *S. 769. 1899.*
21. **Rothe**, Ein Thermostat mit elektrischer Heizvorrichtung für Temperaturen bis 500°. *Diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 143. 1899.*
22. **Hagen** und H. **Rubens**, Das Reflexionsvermögen von Metallen und belegten Glasspiegeln. *Verhandl. d. physikal. Gesellsch. zu Berlin* ***17.*** *Nr. 13. 1898; diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 293. 1899; Ann. d. Physik (4)* ***1.*** *S. 352. 1900.*
23. **Liebenthal**, Lichtvertheilung und Methoden der Photometrirung von elektrischen Glühlampen. *Diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 193 u. 225. 1899.*
24. **Dittenberger und Dietz**, Ueber das elektrolytische Verhalten des Platin- und Zinnchlorids. *Wied. Ann.* ***68.*** *S. 853. 1899.*

Private Veröffentlichungen.

25. **Göpel**, Kontaktvorrichtungen an Uhren. *Hand.-Ztg. f. Uhren-Ind. 1898. Nr. 21.*
26. **Leman**, Zur Berechnung von Fernrohr- und schwach vergrössernden Mikroskop-Objektiven. *Diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 272. 1899.*
27. **Feussner**, Neue Formen elektrischer Widerstandssätze. *Elektrotechn. Zeitschr.* ***20.*** *S. 611. 1899.*
28. **Feussner**, Hochspannungsbatterien. *Ebenda S. 632.*
29. **Schmidt**, Die magnetische Untersuchung des Eisens und verwandter Metalle. Ein Leitfaden für Hütteningenieure. Halle a. S., W. Knapp 1900.
30. **Schwirkus**, Ueber Aluminium-Löthungen. *Zeitschr. f. Heiz.-, Lüft.- u. Wasserleit.-Technik 1898. S. 278.*

Referate.

Photographische Aufnahme der Chromosphäre der Sonne auf den Observatorien zu Paris und Meudon.

Von H. Deslandres. *Compt. rend.* **129.** *S. 1222. 1899.*

Unter Chromosphäre versteht man nach der zur Zeit von den Meisten angenommenen Ansicht von der Konstitution der Sonne die dünne, auf der scheinbaren, scharf begrenzten Oberfläche der Sonne lagernde, meist aus Wasserstoff bestehende Schicht, in welcher die Fackeln und Protuberanzen ihren Ursprung haben. Eine von G. Hale, dem jetzigen Direktor der Yerkes-Sternwarte bei Chicago, und dem Verfasser gemachte wichtige Entdeckung bestand darin, dass sie zwei im Violett des Kalzium-Spektrums vorkommende Linien H und K im Spektrum der Sonnenfackeln nachweisen konnten, wodurch es ermöglicht wurde, die sonst nur schwer oder gar nicht auf der Sonnenscheibe sichtbaren Fackeln für sich allein im Licht jener Linien, besonders der K-Linie zu photographiren.

Verfasser hat sowohl auf der Sternwarte zu Paris wie auf dem astrophysikalischen Observatorium zu Meudon Einrichtungen getroffen, um die Chromosphäre der Sonne täglich zu photographiren. Er hat zu dem Zweck Apparate zweifacher Art konstruirt, Spektrographen zur Ermittelung der Gestalten der Fackeln und solche zur Ermittelung der Geschwindigkeiten aus den gemessenen Linienverschiebungen. In der vorliegenden Mittheilung bespricht Verfasser nur die zu Paris und Meudon aufgestellten Apparate der ersteren Art.

Der in Paris verwandte Heliostat war ein solcher nach Foucault'schem Typus. Das Fernrohr, welches die Strahlen vom Heliostaten empfing, hatte bei der ersten Beobachtungsreihe in den Jahren 1893 bis 1896 eine Objektivöffnung von 12 *cm* und eine Brennweite von 2,80 *m*. Durch den Spektrograph erfuhr das Bild noch eine zweimalige Vergrösserung und besass demnach einen Durchmesser von 50 *mm*. Bei der zweiten Reihe von Beobachtungen in den Jahren 1897 und 1898 wurde ein Fernrohr von 30 *cm* Objektivöffnung und 5 *m* Brennweite angewandt. Die Vergrösserung durch den Spektrographen war eine 1,8-fache und das Sonnenbild mass demnach 85 *mm* im Durchmesser.

Der in Meudon benutzte Heliostat ist auf einem Pfeiler aufgestellt und wirft das Licht in der Richtung der Weltachse, also ziemlich steil nach unten, auf ein in geringer Entfernung von ihm befindliches Objektiv von 20 *cm* Oeffnung und 3,20 *m* Brennweite. Der Spektrograph befindet sich auf einem auf Schienen fahrbaren kleinen Wagen innerhalb eines zur Konstanthaltung der Temperatur mit Stroh und Erde bedeckten Raumes, in den durch eine Oeffnung der vom Objektiv kommende Strahlenkegel fällt. Durch den Spektrographen erhält das Sonnenbild eine dreimalige Vergrösserung; sein Durchmesser beträgt daher 92 *mm*. Eine kurze Expositionszeit liefert die maschenförmig die Sonnenscheibe überziehenden Fackeln, eine längere Expositionszeit die Protuberanzen am Rand.

Als hauptsächlichstes Resultat der bisherigen photographischen Aufnahmen giebt Verfasser an, konstatirt zu haben, dass die Chromosphäre über die ganze Sonnenscheibe hinweg und zu allen Zeiten, möge ein Flecken-Maximum oder -Minimum herrschen, mit zahlreichen Lichtknötchen bedeckt ist, die mehrere Stunden lang ein unverändertes Aussehen behalten. *Kn.*

Ueber das bestimmte Integral $\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^t e^{-t^2}dt$ mit Tafeln seines Werthes.

Von Jas. Burgess. *Trans. of the Roy. Soc. of Edinburgh* **39,** *II. S. 257. 1898.*

Schon Laplace hat mit Rücksicht auf das häufige Vorkommen der Integrale $\int_0^t e^{-t^2}dt$ und $\int_t^\infty e^{-t^2}dt$ in verschiedenen Wissenszweigen (in der Theorie der astronomischen Refraktion und anderen Theilen der Physik, in der Theorie der Wahrscheinlichkeiten und der Beobachtungsfehler u. s. f.) den Wunsch ausgesprochen, den Werth dieser Integrale tabulirt

zu sehen. Dies ist auch mehrfach geschehen, z. B. für die zweite der angeschriebenen Formen von Kramp 1789, Bessel 1818, De Morgan 1837 (Reproduktion von Kramp), Glaisher 1871 u. s. f., für das Integral $\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^t e^{-t^2}dt$ von Encke 1834 (abgedruckt von De Morgan, Galloway u. A.) u. s. f. Der Verf. giebt nun hier den ganzen Formelapparat für die genannten bestimmten Integrale in grosser Ausführlichkeit, ferner Zahlenwerthe für die Konstanten ϱ ($\varrho\sqrt{2}$ ist das Verhältniss des sog. wahrscheinlichen zum mittleren Fehler; es wird dabei angeführt, dass Airy merkwürdiger Weise noch 1861 ϱ nicht einmal bis auf die 5. Stelle richtig annahm, ja dass Laplace in der 2. Aufl. der *Théorie analytique des probabilités* ϱ schon in der zweiten Stelle unrichtig ansetzte, während dagegen Gauss sehr frühe die Zahl bis auf die 7. Stelle genau berechnet hatte) und für die damit zusammenhängenden Konstanten. Diese Konstanten und ihre Logarithmen sind (*S. 279*) auf 23 Dezimalen angegeben und es ist schon damit gezeigt, dass die Genauigkeit auch der folgenden Burgess'schen Tafelwerthe weit über die Bedürfnisse der Praxis (einzelne statistische Untersuchungen und Aehnliches ausgenommen) und selbst der Theorie hinausgeht: er giebt die Werthe des Integrals $H = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^t e^{-t^2}dt$ und ebenso die Zahlen $\frac{2}{\sqrt{\pi}}e^{-t^2}$ von $t = 0{,}000$ bis $t = 1{,}250$ mit dem Intervall 0,001 auf 9 Stellen, dann den Werth derselben Ausdrücke (beim zweiten log) von $t = 1{,}000$ bis $t = 3{,}000$ mit demselben Intervall in t auf 15 Stellen, endlich mit derselben Stellenzahl den Werth von H und damit zusammenhängender Grössen von $t = 3$ bis $t = \infty$ (mit dem Intervall 0,1 bis $t = 6$); in diesem Raum steigt H sehr rasch vollends auf 1 während das andere der obigen Integrale auf 0 sinkt.

Wie schon erwähnt, geht die Genauigkeit der Zahlen dieser Tafeln weit über Zwecke hinaus, die für diese Zeitschrift in Betracht kommen können; es seien aber auch Solche, die zuverlässige Werthe der oben genannten bestimmten Integrale und damit zusammenhängender Grössen mit weniger Stellen nothwendig haben, auf diese schöne Arbeit verwiesen.

Hammer.

Lister's Inklinometer-Theodolit.

Engineering **69.** *S. 47. 1900.*

Einer der bekanntesten Verfertiger geodätischer Instrumente in London, W. F. Stanley, hat den Lister'schen Theodolit mit einigen Vervollkommnungen versehen. Da das Instrument in Deutschland überhaupt unbekannt geblieben zu sein scheint, so mag hier eine kurze Andeutung über seine Einrichtung am Platz sein.

Während bei der gewöhnlichen Theodoliteinrichtung die Fernrohrziellinie beim Kippen stets eine zur Kippachse senkrechte Ebene beschreibt, also bei richtig aufgestelltem Instrument eine Vertikalebene, kann beim Lister'schen Instrument das Fernrohr nur in einer bestimmten Lage (bei der dann das Instrument einen gewöhnlichen Theodolit vorstellt) ebenfalls unmittelbar um die Horizontalachse gekippt werden; das Achsensystem ist nämlich dadurch erweitert, dass das Fernrohr zunächst um eine auf der Kippachse senkrecht stehende kurze Achse (die bei horizontaler Zielung des Fernrohrs vertikal steht und also stets einen rechten Winkel mit dem Durchmesser des vorhandenen Höhenhalbkreises bildet) drehbar ist, die sog. Hülfsachse („*supplemental axis*“). Stellt man also die Fernrohrziellinie senkrecht zur Kippachse, so hat man die gewöhnliche Theodolitform; man kann aber auch z. B. das Fernrohr von dieser Lage aus um einen rechten Winkel drehen, wodurch es parallel der Kippachse wird; man kann überhaupt jeden beliebigen Winkel zwischen Kippachse und Fernrohrziellinie herstellen. Wollte man das Fernrohr in einer solchen beliebigen Lage kippen, so würde die Ziellinie einen Kegel mit der Achse in der Kippachse bilden; doch kommt diese Bewegung nicht in Betracht. Wichtig ist vielmehr nur, dass man das Fernrohr eine beliebig gegen den Horizont *geneigte Ebene* durch Umdrehung um die Hülfsachse beschreiben lassen kann; die Neigung dieser Ebene ist unmittelbar an dem wie gewöhnlich fest mit dem Fernrohrträger verbundenen Höhenhalbkreis abzulesen. Die Einrich-

tung wird besonders für Querprofilaufnahmen in steilem Gelände empfohlen. Zur Entfernungsmessung dabei kann man wie beim gewöhnlichen Theodolit auch die Distanzfäden im Fernrohr verwenden und der Vortheil liegt nur darin, dass für eine grosse Zahl von Querprofilen nur eine einzige Aufstellung nothwendig ist. Die Latte muss bei dieser Aufnahme von Querprofilen (durch Absticbe senkrecht zu einer geneigten Ebene) senkrecht zu dieser Ebene gehalten werden, was aber gerade in steilem Gelände wenig bequem ist; es wird hier wieder einmal das Vor- und Rückwärtsneigen der Latte empfohlen, wie es ja „auch oft bei gewöhnlichen Nivellements gemacht wird"! In aussergewöhnlichen Fällen soll mit der Latte ein kleines Klinometer verbunden und auf den Winkel eingestellt werden, den die Ablesung am Höhenbogen des Theodolits verlangt. Besonders nützlich soll das neue Instrument auch bei Absteckung geradliniger Einschnitte oder Dämme an Bahnen u. dgl. sein, da, nachdem zwei Pflöcke geschlagen seien, alles weitere (Dammfuss, Einschnittsrand) ohne Rechnung abgesteckt werden könne.

Ref. glaubt nicht, dass viele Ingenieure in dem hier anzuwendenden Verfahren einen Vortheil erblicken werden. Wichtiger kann vielleicht eine Vorrichtung genannt werden, die (bei der Lage der Fernrohrziellinie senkrecht zur Kippachse, also dem Instrument als gewöhnlichem Theodolit), die bequemere Repetition des kleinen Winkels gestattet, dessen 1-, 2-, 3-, 4-... faches bei Absteckung des 1., 2., 3., 4... Punktes eines Kreisbogens vom Berührungspunkt aus bei der Peripheriewinkelsehnenmethode zur Absetzung von Kreisbögen an die Tangentenrichtung angelegt werden muss. Bekanntlich ist diese Methode in England, Amerika, Frankreich u. s. f. fast allein im Gebrauch, während sie bei uns meist nur dort zur Anwendung kommt, wo aus irgend einem Grunde die Koordinatenmethode für die Einzelpunkte versagt.

Im Ganzen aber wird man in dem Lister'schen Instrument kaum einen Fortschritt über die gewöhnliche Theodolitform hinaus erblicken dürfen; jedenfalls ist für den *topographischen* Gebrauch des Tachymetertheodolits, auf den ebenfalls noch besonders hingewiesen wird, nichts gewonnen. *Hammer.*

Studium der Atmosphäre mittels Drachen und Sonde-Ballons.

Von L. Teisserenc de Bort. *Journ. de phys.* (3) **9.** *S. 129. 1900.*

Ein kurzer Ueberblick über die Versuche mit Drachen und unbemannten Ballons wird auch den Physiker interessiren, um so mehr, da mit Hülfe derselben schon nennenswerthe meteorologische Erfolge erzielt sind. Den Hrn. Rotch auf dem Blue Hill-Observatorium und Teisserenc de Bort auf seinem Observatorium für dynamische Meteorologie bei Trappes ist die Entwicklung dieser Forschungsmethode in erster Linie zu danken.

Von Drachenformen kommen namentlich zwei Grundformen in Betracht: der dem japanischen ähnliche, schwanzlose „*Eddy*"-Drachen und der kastenförmige „*Hargrave*"-Drachen. Ersterer fliegt vorzüglich, verliert aber leicht seine Gleichgewichtslage, sodass man neuerdings mehr und mehr zum *Hargrave*-Drachen übergegangen ist. Der letztere — seiner äusseren Form nach zweien mit Zeug bespannten und durch Stäbe mit einander verbundenen Kartons ohne Boden und Deckel ähnlich — übt z. B. bei einer Oberfläche von 2,4 *qm* und einer Windstärke von 7 *m*/Sek. schon einen Zug von 6 bis 8 *kg* aus. Durch Vergrösserung der Form und der Zahl der Drachen hat man Höhen bis zu 4300 *m* erreicht. Besondere Sorgfalt muss auf die Winde zum Auflassen und Einholen der Drachen verwendet werden. In Trappes ist die Winde, welche durch einen 3-pferdigen Elektromotor angetrieben wird, auf einer drehbaren Plattform aufgestellt; von der Rolle läuft der Draht zunächst über einen drehbaren Kloben, welcher durch den Drachen selbst in jedes beliebige Azimuth eingestellt werden kann. Seit Herbst 1897 sind in Trappes mehr als 150 Drachen-Aufstiege ausgeführt.

Die Benutzung von unbemannten Ballons ist namentlich in Frankreich beliebt (Hermite und Besançon in Paris, Teisserenc de Bort in Trappes). Die ersteren halten als Schutz für die Thermometer einen „*panier parasoleil*", bestehend aus einem weiten Papprohr, das aussen mit Stanniol, innen mit schwarzem Papier beklebt ist, für ausreichend; Teisserenc de Bort lässt die Ballons meist Nachts aufsteigen, um die Störung der Temperaturangaben

durch Sonnenstrahlung zu vermeiden. Mittels eines drehbaren Auflass-Häuschens und selbstthätig ausfliessenden Ballastes ist es ihm gelungen, Ballons selbst bei einer Windstärke von 14 *m*/Sek. in die Höhe zu bringen, ohne die Instrumente zu beschädigen. Seit März 1898 sind von Trappes aus mehr als 120 Aufstiege gemacht; dabei ist die Höhe von 13 000 *m* 24-mal erreicht, 14 000 *m* 8-mal, 15 000 *m* 3-mal. Die Versuche sind sehr systematisch angestellt, indem charakteristische Witterungslagen abgewartet und dann mehrere Tage lang möglichst täglich Sonde-Ballons emporgeschickt werden.

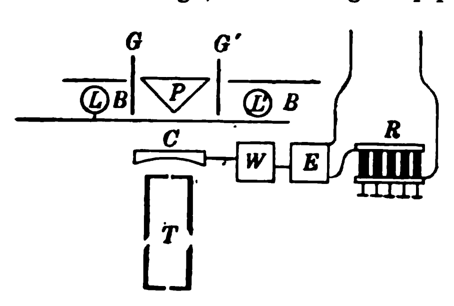
Von den Resultaten möge hier nur das eine hervorgehoben werden, dass entgegen dem Verhalten am Erdboden schon in 3000 bis 4000 *m* die Zyklone kälter ist als die Antizyklone. Weiter oben gleichen sich die Temperaturunterschiede wieder aus. *Sg.*

Ueber das Flackerphotometer.

Von Ogden N. Rood. *Amer. Journ. of Science* (4) **8.** *S. 194. 1899.*

Der Verfasser hat nach dem von ihm aufgestellten Flackerprinzip ein neues Photometer konstruirt. Dieses Prinzip beruht auf der Annahme, dass zwei Flächen, mögen dieselben von gleicher oder verschiedener Färbung sein, gleich hell sind, wenn das Auge kein Flackern mehr wahrnimmt, sobald ihm abwechselnd und in schneller Aufeinanderfolge die beiden Flächen dargeboten werden. Nebenstehende Zeichnung giebt eine Anordnung des Photometers.

Auf der Photometerbank *BB* befinden sich die beiden Glühlampen *L'* und *L*, von denen die erstere feststeht und die andere verschoben werden kann. Als Photometerschirm dient das rechtwinklige, scharfkantige Gipsprisma *P*. Zwischen diesem und dem Beobachtungsrohr *T* ist die konkave Zylinderlinse *C* angebracht, welche mittels des Elektromotors *E*, des Zahnradwerks *W* und des Regulirwiderstandes *R* etwa 16-mal in der Sekunde in Oszillation versetzt wird. Zu beiden Seiten des Photometerschirmes lassen sich farbige Glasplatten *G* und *G'* in den Weg der Lichtstrahlen einschalten. Beim Photometriren wird durch Verschieben der Glühlampe *L* auf Verschwinden der Flackererscheinung eingestellt.



Zum Schlusse theilt der Verfasser die Ergebnisse von Messungen mit drei Farbenpaaren: roth und blau, roth und grün, blau und grün mit. Die hierbei benutzten beiden Lampen *L'* und *L* sind jedoch nicht auf Konstanz geprüft worden. Eine Diskussion erscheint nicht möglich, da nur die Endergebnisse, nicht aber die Einzelwerthe angegeben werden. Eine vergleichende Untersuchung nach anderen Methoden, z. B. dem Sehschärfenprinzip, wäre wünschenswerth gewesen.

Mittels des Flackerphotometers hat der Verf. (*a. a. O. S. 258*) elf farbentüchtige Personen auf Farbenempfindung untersucht und gefunden, dass sich dieselben mit Rücksicht auf die Empfindung von Grün in 2 Klassen theilen lassen. Auch in dieser Arbeit finden sich keine Einzelheiten der Beobachtung angegeben. Schliesslich wird noch über einige Fälle von theilweiser Farbenblindheit berichtet. *Lb.*

Ueber das Staffelspektroskop.

Von A. Michelson. *Journ. de Phys.* (3) **8.** *S. 305. 1899.*

Der Verf. berichtet über weitere Versuche mit seinem neuen Spektroskop (vgl. *diese Zeitschr.* **18.** *S. 349. 1898*). Um die Reflexionsverluste einzuschränken, will derselbe die Anordnung für durchfallendes Licht in eine Flüssigkeit bringen; dabei würde der Abstand der Spektra und die Auflösungsgrenze in demselben Verhältniss vergrössert werden (für Wasser 3,55). Für die Untersuchung mancher Strahlungen könnte die Absorption des Plattensatzes hinderlich sein; daher wurden die Versuche mit Reflexionsspektroskopen wieder aufgenommen. Statt der überstehenden Flächen sind bei der neuen Anordnung die Schmalseiten der Platten

als Spiegel benutzt. Unterschiede in der Dicke der die Platten trennenden Luftschichten kommen bei Fig. 1 nur mit $tg\,\alpha$ multiplizirt als Abweichungen der Höhendifferenz der Spiegel zur Geltung. Die genaue Abstimmung der Platten auf gleiche Höhe erfolgt, indem sie wie in Fig. 2 zusammengekittet und die Flächen A und B plan und parallel gemacht werden. In Fig. 3 sind die Platten nur angenähert auf die richtige Höhe gearbeitet; dafür werden zwei Verfahren angegeben, um die Höhe und Parallelität der Spiegel zu justiren.

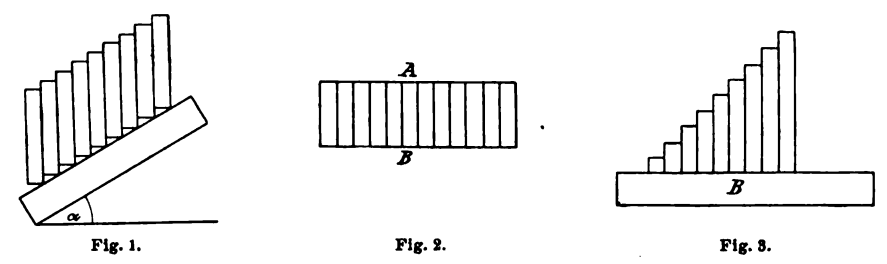


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Endlich hat der Verf. auch die Verbesserung der gewöhnlichen Reflexionsgitter in Aussicht genommen. Um gleichmässige Strichabstände zu erzielen, wird die Schraube mit Hülfe der Wellenlänge einer homogenen Lichtquelle korrigirt. Er hofft ferner, den Furchen einen solchen Querschnitt geben zu können, dass das reflektirte Licht grösstentheils in einem Spektrum höherer Ordnung konzentrirt wird. *A. K.*

Eine Methode zur Demonstration und Photographie von Stromkurven.

Von J. Zenneck. *Wied. Ann.* **69.** *S. 838. 1899.*

Zenneck hat an der Braun'schen Röhre, die er zu seinen Versuchen benutzt, einige Verbesserungen angebracht. Die Form der Kathode wurde in der durch Fig. 1 erkennbaren Weise verändert, ausserdem wurde die Röhre mit zwei hintereinander liegenden Diaphragmen versehen, um den Kathodenfleck schärfer zu begrenzen; endlich wurde, um die photographische Wirkung zu erhöhen, der Schirm mit $CaWO_4$ statt des sonst üblichen CaS bestrichen.

Zenneck stellte sich nun die Aufgabe, auf dem Schirm der Kathodenröhre selbst die Stromkurven zur Darstellung zu bringen. Als ablenkende Spulen benutzte er drei Arten, die paarweise zu beiden Seiten des Diaphragmas angebracht waren. Von diesen Spulen hatten Nr. 1, 2 und 3 bezw. 265, 1740 und 16400 Windungen und bezw. 0,24, 6,14 und 1045 Ohm Widerstand. Sie waren 10 *cm* lang; der innere und äussere Durchmesser betrug 5 bezw. 1,5 *cm*.

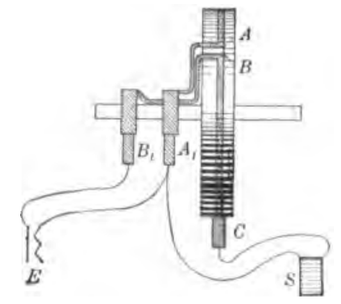


Fig. 2.

Von diesen Spulen wurden zwei Paare dicht am Diaphragma befestigt. Das eine Paar wurde von dem zu untersuchenden Wechselstrom durchflossen und verursachte ein Schwingen des Kathodenfleckes in einer zu den Spulenachsen senkrechten Richtung. Das andere Spulenpaar wurde von einem Strom durchflossen, der innerhalb einer Periode des Wechselstromes von Null beginnend linear bis zu einem gewissen Betrag anstieg; am Ende der Periode sprang er auf Null zurück. Die Ablenkung, welche dieses Spulenpaar hervorrief, war senkrecht zu der ersteren, sodass auf dem Schirm auf diese Weise die Stromkurven selbst erschienen.

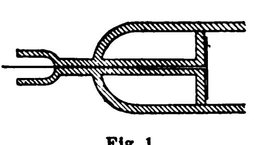


Fig. 1.

Die Aufgabe, einen Strom zu bekommen, der innerhalb einer Periode von Null ansteigend proportional der Zeit wächst, ist in folgender Weise gelöst worden, die der von Weinhold angegebenen (*Elektrotechn. Zeitschr.* **13.** *S. 300. 1892*) sehr ähnlich ist. Mit der Achse der Wechselstrommaschine ist eine Welle verbunden, auf welcher eine Scheibe sitzt. In den Rand der Scheibe ist ein isolirtes Widerstandsblech eingelassen, dessen Enden AB zu zwei isolirten Schleifringen A_1 B_1 (Fig. 2) führen. Wird an A_1 B_1 ein Element E gelegt, so wird das Blech von einem konstanten Strom durchflossen. Auf dem Rande der Scheibe schleift ein

Kontakt C, welcher mit dem einen Pol der Ablenkungsspulen in Verbindung steht, während der andere zur Bürste A_1 führt. ASC ist also ein Nebenschluss zu einem Widerstand, dessen Grösse innerhalb einer Periode von Null an proportional der Zeit wächst. Ist der Widerstand des Nebenschlusskreises hinreichend gross, seine Zeitkonstante hinreichend klein, so durchfliesst die Spule S ein Strom von der geforderten Eigenschaft.

Zenneck prüft durch besondere Versuche die Genauigkeit der Methode und stellt durch mehrere Abbildungen ihre Anwendbarkeit dar. *E. O.*

Neu erschienene Bücher.

M. d'Ocagne, *Traité de Nomographie.* gr. 8°. XIV, 480 S. m. 177 Fig. und 1 Tafel. Paris, Gauthier-Villars 1899. 11,20 M.; geb. in Led. 13,60 M.

Der Verfasser hat sich durch zahlreiche Arbeiten über die Rechnungshülfsmittel, die man im Französischen als „*abaques*" bezeichnet, bekannt gemacht; nicht weniger als 30 Nummern zählt das Verzeichniss seiner Schriften über diesen Gegenstand auf. Im Jahre 1891 gebrauchte er zuerst den Ausdruck *Nomographie* (graphische Darstellung mathematischer Gesetze, νόμος Gesetz). Zuvor hatten meist nur einzelne spezielle Anwendungen der Nomographie besondere Namen erhalten, z. B. die *Arithmétique linéaire* von Pouchet (1795), der *Calcul par le trait* von Cousinery (1840), die Anamorphose von Lalanne (1843). In Frankreich erhielten dann, während man in Deutschland an den Bezeichnungen „graphische Tafel", „graphische Rechnung", „graphisch-mechanische Rechnung" u. ä. festhielt, alle solche Vorrichtungen den Namen „*abaque*"; man bezeichnet so sowohl die „graphische Tafel", die z. B. nur eine Zahlentabelle mit zwei Eingängen wegen der unbequemen kreuzweisen Interpolation in einer solchen Tafel jetzt vielfach ersetzt als auch die graphische Tafel zur graphisch-mechanischen Rechnung, wie man hier in Deutschland besser und bezeichnender sagt, und wobei neben dem in der Tafel Gegebenen noch eine graphisch-mechanische Operation (Ziehen eines Fadens, Verschieben eines durchsichtigen Blattes mit einer Geraden oder Kurve oder Schaar von Linien u. s. f.) nothwendig wird. Eine bestimmte, neben den ersten Abaci mit isoplethen Linien, in letzter Zeit viel benutzte Art von graphisch-mechanischen Tafeln, die zuerst die der isoplethen Punktreihen, dann die der „*points alignés*" hiess, ist vor kurzem von Mehmke in glücklicher Verdeutschung als „Methode der fluchtrechten Punkte" bezeichnet worden.

Alle seine eigenen Arbeiten und die Anderer (von den Aelteren ist besonders der schon zitirte Lalanne wegen der sehr wichtigen Verstreckung krummliniger Isoplethen zu nennen, eine Methode, die dann von Massau verallgemeinert worden ist, von den Neueren neben d'Ocagne selbst Lallemand mit seinen „*Abaques hexagonaux*", Goedseels mit der Verallgemeinerung der isoplethen Punktreihen „*à transversales quelconques*", Mehmke mit neuen Anwendungen der logarithmischen Anamorphose) fasst der Verfasser nun in diesem starken Band zusammen und er flicht dabei eine solche Menge der allerverschiedensten Anwendungen auf bestimmte Beispiele ein, dass die Herstellung der graphischen und graphisch-mechanischen Rechnungshülfsmittel in anderen Fällen sehr erleichtert wird. Das Schlusskapitel des Werks beschäftigt sich sehr allgemein mit den möglichen Methoden der ebenen Darstellung von Gleichungen zwischen einer beliebigen Zahl von Variabeln.

Es ist ganz unmöglich, in einem kurzen Referat eine auch nur einigermaassen ins Einzelne gehende Vorstellung von dem Inhalt des Werks zu geben. Man muss sagen, dass die Anwendung graphischer und graphisch-mechanischer Rechnungshülfsmittel in vielen Fällen angezeigt wäre, in denen sie bis jetzt nicht üblich ist. Auch für die Instrumentenkunde und verwandte Gebiete bestehen sehr zahlreiche solche Fälle. Ich kann aber hier diese einzelnen Fälle so wenig aufzählen, wie die hierhergehörigen Beispiele, die d'Ocagne in seinem schönen Werke ausführt, muss mich vielmehr auf dessen nochmalige allgemeine Empfehlung beschränken. *Hammer.*

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **Juli 1900.** Siebentes Heft.

Ueber Spektralapparate mit drehbarem Gitter.

Von

Hans Lehmann in Freiburg i. Br.

Die nachfolgende Mittheilung soll einen Beitrag zur Handhabung des verbesserten „kleinen Gitterspektrographen" von C. A. Steinheil Söhne in München bilden[1]).

1. Scheinbare und wahre Dispersion. Bei den meisten Gitterspektralapparaten bleibt der Einfallswinkel für alle Messungen konstant, und nur das Fernrohr oder die Kamera wird bewegt. Folgende Betrachtung bezieht sich aber auf Apparate, bei denen nur das Gitter gedreht wird, während Fernrohr oder Kamera mit dem Kollimator einen konstanten Winkel bildet. Das Produkt aus dem Kosinus dieses halben Winkels und der doppelten Gitterbreite ist nach Lippich[2]) die Konstante des Apparates, die aber nur für das Fadenkreuz gilt. Vergleicht man nun mit Fernrohr und Fadenkreuz die Dispersion von Spektren derselben Ordnung auf beiden Seiten des Hauptbildes, so wird man für beide Seiten dieselben Werthe finden. Diese Werthe entsprechen aber nur der scheinbaren Dispersion. Für Apparate mit drehbarem Gitter und konstantem Beobachtungsort gilt also der Satz:

Die scheinbare Dispersion ist auf beiden Seiten des Hauptbildes gleich.

Die wahre Dispersion könnte man aber hier nur ermitteln durch Drehen des Fernrohres bei konstantem Einfallswinkel. Da das aber im Allgemeinen bei diesen Apparaten nicht möglich sein wird, eben weil Kollimator und Fernrohr fest gegeneinander stehen, so bleibt nur der Weg der objektiven Darstellung von Spektren.

Auf diesem Wege habe ich nun an einem solchen Apparat die anfangs frappirende Beobachtung gemacht, dass die wahre Dispersion von Spektren derselben Ordnung auf beiden Seiten des Hauptbildes so sehr verschieden sein kann, dass sich die Dispersion beim Uebergang von der einen zur anderen Seite verdoppelt, wie ein unten angegebenes Beispiel zeigt.

Man könnte daran denken, dass die vom Gitter ausgehenden Strahlenkegel beim Uebergang von der einen zur anderen Seite des Hauptbildes von der photographischen Platte jedesmal unter einem anderen Winkel geschnitten werden, dass sich also dann die Dispersion nur scheinbar ändert. Das ist aber nicht der Fall, weil ja die Normale der photographischen Platte immer die Drehungsachse des Gitters schneidet.

2. Die Gittergleichung. Die Erscheinung ist vielmehr nur dadurch zu erklären, dass sich bei Drehung des Gitters der Einfallswinkel und der Beugungswinkel oder Austrittswinkel für einen konstanten Beobachtungsort ändert.

[1]) *Diese Zeitschr.* ***18.*** *S. 280. 1898.*

[2]) *Diese Zeitschr.* ***4.*** *S. 4. 1884.*

Bezeichnet man in Fig. 1 mit ε den halben Winkel, den die Normale der Platte GP_1 und Kollimator C mit einander bilden, und rechnet man die Stellung der Gitternormale GO als Nullstellung, so wird bei dieser Stellung im Punkt P_1 der photographischen Platte das Hauptbild fixirt. Dreht man nun das Gitter um α Grad nach rechts oder nach links, so wird immer nach der Interferenztheorie die bekannte Gittergleichung gelten

$$m\lambda_1 = b\sin(\alpha+\varepsilon) + b\sin(\alpha-\varepsilon) \quad \ldots \quad 1)$$

worin m die Ordnungszahl und b die Gitterbreite bedeutet. Es wird dann ein Spaltbild der Wellenlänge λ_1 an dieselbe Stelle P_1 fallen, wohin vorher das Hauptbild fiel.

Ist $\alpha < \varepsilon$, so gilt wieder für beide Seiten ein und dieselbe Gleichung

$$m\lambda_1 = b\sin(\varepsilon+\alpha) - b\sin(\varepsilon-\alpha) \quad \ldots \quad 1')$$

Es soll der Fall 1) behandelt werden; der Fall 1') ist ganz analog.

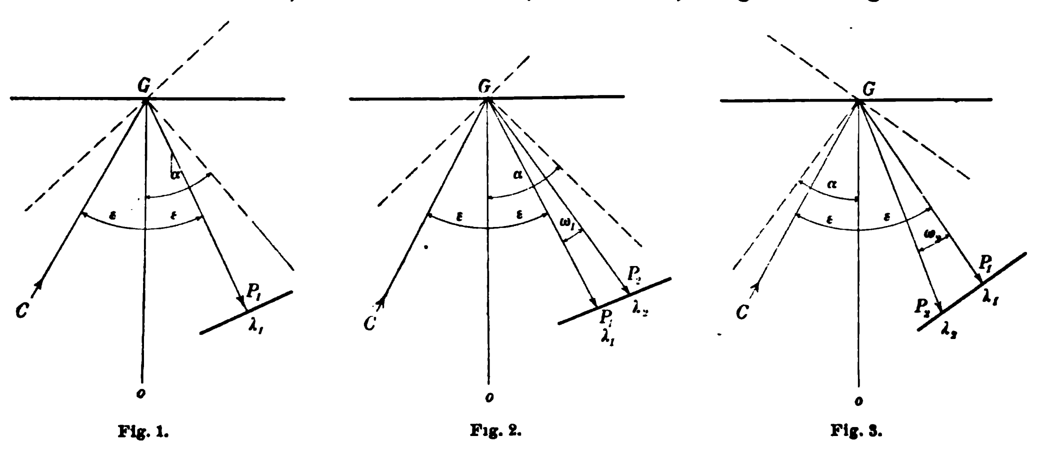


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Die Gleichung 1) gilt also für beide Drehungsrichtungen, d. h. die Wellenlänge λ_1 wird jedesmal genau in demselben Punkte P_1 der Platte fixirt werden. Der Unterschied der Gleichung 1) für beide Seiten liegt nur darin, dass Einfalls- und Austrittswinkel vertauscht werden.

Ist nun λ_1 ein blauer, λ_2 ein rother, stärker abgelenkter Strahl (Fig. 2), und bezeichnet man mit ω_1 ihren Richtungsunterschied, so gilt für die Wellenlänge λ_2 die Gleichung

$$m\lambda_2 = b\sin(\alpha+\varepsilon) + b\sin(\alpha-\varepsilon+\omega_1) \quad \ldots \quad 2)$$

Es ist der Austrittswinkel $\alpha - \varepsilon$ für λ_2 um ω_1 gewachsen.

Dreht man nun das Gitter um α Grad nach links, so wird (Fig. 3) der Austrittswinkel $\alpha+\varepsilon$ um ω_2 Grad verkleinert für λ_2, da ja jetzt λ_2 links von λ_1 fällt für die symmetrische Ordnung. Man hat also die Gleichung

$$m\lambda_2 = b\sin(\alpha+\varepsilon-\omega_2) + b\sin(\alpha-\varepsilon) \quad \ldots \quad 3)$$

Zunächst möge bewiesen werden, dass die Richtungsunterschiede ω_1 und ω_2 nicht gleich sind.

3. Beweis, dass $\omega_1 \neq \omega_2$. Aus den Gleichungen 2) und 3), die man auch schreiben kann

$$\sin[\alpha-(\varepsilon-\omega_1)] = \frac{m\lambda_2}{b} - \sin(\alpha+\varepsilon) \quad \ldots \quad 2')$$

$$\sin[\alpha+(\varepsilon-\omega_2)] = \frac{m\lambda_2}{b} - \sin(\alpha-\varepsilon) \quad \ldots \quad 3')$$

kann man folgern

$$\sin\alpha\cos(\varepsilon-\omega_1)-\sin(\varepsilon-\omega_1)\cos\alpha=\frac{m\lambda_2}{b}-\sin(\alpha+\varepsilon)\quad\ldots\ldots\quad 4)$$

$$\sin\alpha\cos(\varepsilon-\omega_2)+\sin(\varepsilon-\omega_2)\cos\alpha=\frac{m\lambda_2}{b}-\sin(\alpha-\varepsilon)\quad\ldots\ldots\quad 5)$$

Wäre $\omega_1=\omega_2=\omega$, so folgt durch Addition von 4) und 5)

$$2\sin\alpha\cos(\varepsilon-\omega)=\frac{2m\lambda_2}{b}-[\sin(\alpha+\varepsilon)+\sin(\alpha-\varepsilon)]$$

$$2\sin\alpha\cos(\varepsilon-\omega)=\frac{2m\lambda_2}{b}-2\sin\alpha\cos\varepsilon$$

$$\cos(\varepsilon-\omega)=\frac{m\lambda_2}{b\sin\alpha}-\cos\varepsilon\quad\ldots\ldots\ldots\ldots\quad 6)$$

Ferner folgt durch Subtraktion von 4) und 5)

$$2\cos\alpha\sin(\varepsilon-\omega)=\sin(\alpha+\varepsilon)-\sin(\alpha-\varepsilon)$$
$$2\cos\alpha\sin(\varepsilon-\omega)=2\cos\alpha\sin\varepsilon$$
$$\sin(\varepsilon-\omega)=\sin\varepsilon\quad\ldots\ldots\ldots\ldots\quad 7)$$

Nun gilt aber die Beziehung

$$\cos(\varepsilon-\omega)=\sqrt{1-\sin^2(\varepsilon-\omega)}.$$

Demnach resultirt aus 6) und 7) die Ungleichung

$$\frac{m\lambda_2}{b\sin\alpha}-\cos\varepsilon\neq\sqrt{1-\sin^2\varepsilon}\quad\ldots\ldots\ldots\ldots\quad 8)$$

d. h. nur für $\lambda_2=0$ ist $\omega_1=\omega_2$.

Wenn also der Richtungsunterschied eines Strahles λ_1 und des Hauptstrahles, der ja mit dem Strahl der Wellenlänge 0 zusammenfällt, ermittelt werden soll, so ist dieser Unterschied für beide Seiten des Hauptbildes der gleiche, denn das Hauptbild folgt ja dem Reflexionsgesetz, wonach gilt

$$\omega_1=2\alpha=\omega_2\quad\ldots\ldots\ldots\ldots\quad 9)$$

4. *Differentialgleichung.* Die Diskussion wird wesentlich einfacher, wenn man die Betrachtung für kleine Intervalle $d\lambda$ und $d\omega$ anstellt. Durch Kombination der Gleichungen 1) und 2), sowie 1) und 3) erhält man

$$\sin(\alpha-\varepsilon+d\omega_1)-\sin(\alpha-\varepsilon)=\frac{m}{b}(\lambda_2-\lambda_1)$$

$$\sin(\alpha+\varepsilon-d\omega_2)-\sin(\alpha+\varepsilon)=\frac{m}{b}(\lambda_2-\lambda_1).$$

Da nun dem kleinen $d\omega$ auch nur kleine Wellenlängendifferenzen entsprechen, so kann man die Differentialgleichung bilden

$$\left.\begin{aligned} d\sin(\alpha-\varepsilon)&=\frac{m\,d\lambda}{b}\\ -d\sin(\alpha+\varepsilon)&=\frac{m\,d\lambda}{b}\end{aligned}\right\}$$

Führt man die Differentiation aus, so erhält man

$$\left.\begin{aligned} \cos(\alpha-\varepsilon)\cdot d(\alpha-\varepsilon)&=\frac{m}{b}d\lambda\\ -\cos(\alpha+\varepsilon)\cdot d(\alpha+\varepsilon)&=\frac{m}{b}d\lambda\end{aligned}\right\}$$

oder, da die Aenderungen von $(\alpha-\varepsilon)$ und $(\alpha+\varepsilon)$ nichts Anderes als die Richtungsunterschiede $d\omega_1$ und $d\omega_2$ von λ_2 gegen λ_1 sind,

$$\left.\begin{aligned} d\omega_1 &= \frac{m \cdot d\lambda}{b \cdot \cos(\alpha - \varepsilon)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 10) \\ -d\omega_2 &= \frac{m \cdot d\lambda}{b \cdot \cos(\alpha + \varepsilon)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 11) \end{aligned}\right\}$$

Das negative Vorzeichen von $d\omega_2$ sagt aus, dass die Aenderung der Wellenlänge mit $(\alpha + \varepsilon)$ im entgegengesetzten Sinne erfolgt wie mit $(\alpha - \varepsilon)$.

Dividirt man die absoluten Werthe der Gleichungen 11) und 10) durch einander, so erhält man folgende einfache Beziehung

$$V = \frac{d\omega_2}{d\omega_1} = \frac{\cos(\alpha - \varepsilon)}{\cos(\alpha + \varepsilon)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 12)$$

Da nun $d\omega_1$ und $d\omega_2$ die Dispersion für unendlich nahe Wellen repräsentiren, so gilt der Satz:

Für alle Gitter ist das Verhältniss der wahren Dispersion von Spektren derselben Ordnung, aber verschiedener Seiten, bei symmetrischer Gitterstellung α und gleichem Beobachtungsort ε proportional den Kosinus der zugehörigen Einfallswinkel, oder umgekehrt proportional den Kosinus der zugehörigen Austrittswinkel.

Es möge noch bemerkt werden, dass sich die Beziehung 12) auch durch Differentiation der Gleichung 1) ableiten lässt

$$m\lambda = b \sin(\alpha + \varepsilon) + b \sin(\alpha - \varepsilon).$$

Die Aenderung der Wellenlänge mit dem Austrittswinkel, der bei Drehung des Gitters nach rechts aus der Nullstellung gleich $\alpha - \varepsilon$, nach links gleich $\alpha + \varepsilon$ ist, wird dann

$$\frac{d\lambda}{d(\alpha - \varepsilon)} = \frac{b}{m} \cos(\alpha - \varepsilon) = \frac{d\lambda}{d\omega_1}$$

$$\frac{d\lambda}{d(\alpha + \varepsilon)} = \frac{b}{m} \cos(\alpha + \varepsilon) = \frac{d\lambda}{d\omega_2}.$$

Daraus folgt

$$\frac{d\omega_2}{d\omega_1} = \frac{\cos(\alpha - \varepsilon)}{\cos(\alpha + \varepsilon)} = V.$$

5. Diskussion von Gleichung 12). In 3. war schon dargelegt, dass nur dann $\omega_1 = \omega_2 = 2\alpha$ wird, wenn der Richtungsunterschied von λ_1 mit dem Hauptstrahl bestimmt werden soll.

Andere Fälle lassen sich aus Gleichung 12) ableiten.

a) Für $\alpha = \varepsilon = 0$ wird $V = 1$ also $\omega_1 = \omega_2$ (Für $\alpha = 0$ wird auch $\lambda_1 = 0$).

Es würden alsdann einfallender Strahl, Gitter- und Plattennormale zusammenfallen, und man wird links und rechts vom Hauptbild aus gerechnet Spektren derselben Ordnung in gleicher Dispersion fixiren können.

Lässt man jetzt einfallenden Strahl und Plattennormale noch zusammenfallen, dreht aber die Gitternormale um α Grad, so gilt der Fall

b) Für $\varepsilon = 0$ ist ebenfalls $V = 1$ und $\omega_1 = \omega_2$.

Man misst also jetzt von einem dem α entsprechenden Strahl λ_1 aus, der mit der Plattennormale und dem einfallenden Strahl zusammenfällt, bis zu einem beliebigen Strahl λ_2, und man wird für die symmetrischen Gitterstellungen α dieselben Werthe ω erhalten.

Lässt man die Plattennormale mit dem einfallenden Strahl den Winkel 2ε bilden, so wird die Nullstellung des Gitters durch die Halbirende von 2ε repräsentirt, und es gilt der Fall

c) Für $\alpha = 0$ wird wieder $V = 1$ und $d\omega_1 = d\omega_2$ (Für $\alpha = 0$ wird $\lambda_1 = 0$).

Es würde hier für $\alpha = 0$ auch $\lambda_1 = 0$ sein, und der Fall sagt aus, dass für Strahlen, die dem Hauptbild *unendlich nahe* sind, die Dispersion auf beiden Seiten gleich ist, entgegen dem Fall a), der auch für *endliche* Entfernungen gilt.

Nur dann kann man also bei konstantem Beobachtungsort ε durch symmetrische Drehung des Gitters gleiche Dispersion von Spektren derselben Ordnung erhalten wenn die Beobachtungsrichtung mit der Einfallsrichtung zusammenfällt. Apparate dieser Konstruktion giebt es, wenigstens für sehr kleines ε.

Für die Fälle a), b) und c) wird V offenbar ein Minimum:

$$V_{Min} = 1 \qquad 13)$$

Die obere Grenze erreicht V für den grösstmöglichen Drehungswinkel des Gitters; für

$$\alpha_{Max} = \frac{\pi}{2} - \varepsilon \qquad 14)$$

wird

$$V_{Max} = \infty \qquad 15)$$

Für $\alpha = \varepsilon$ resultirt der Werth

$$V_{\alpha = \varepsilon} = \frac{1}{\cos 2\varepsilon} \qquad 16)$$

6. Anwendung. I. Will man mit einem Apparate mit drehbarem Gitter absolute Wellenlängenbestimmungen vornehmen, so wird man sich der Gleichungen 2) und 3) bedienen. Eine Normalwellenlänge[1]) λ_1, von der aus gemessen werden soll, bringt man in die dem konstanten Winkel ε des Apparates entsprechende Lage P_1 durch Drehung des Gitters um α Grad aus der Nulllage, welche Drehung sich nach Lippich's Gleichung $\sin\alpha = \frac{m\lambda}{x} = \frac{m\lambda}{2b\cos\varepsilon}$ bestimmt, und macht die Aufnahme. Alsdann hat man nur den Abstand der beiden Linien λ_1 und λ_2 zu messen und diese Messung auf Winkelmaass ω umzurechnen, um nach den Gleichungen

$$\lambda_2 = \frac{b}{m}[\sin(\alpha - \varepsilon + \omega_1) + \sin(\alpha + \varepsilon)]$$

$$\lambda_2 = \frac{b}{m}[\sin(\alpha + \varepsilon - \omega_2) + \sin(\alpha - \varepsilon)]$$

für die symmetrischen Gitterstellungen α die unbekannte Wellenlänge λ_2 zu berechnen. Indem man immer die Messungen bei symmetrischen Gitterstellungen vergleicht und auch höhere Ordnungen heranzieht, kann man eine grosse Genauigkeit erreichen. Liegt λ_2 nahe an λ_1, so genügen die Gleichungen 10) und 11) zur Bestimmung von λ_2.

II. Einfacher und von grosser Genauigkeit ist die relative Wellenlängenbestimmung. Einfacher deshalb, weil eine einzige gute Aufnahme meistens schon genügt; die Genauigkeit hängt aber von der Kenntniss der Wellenlängen des Vergleichsspektrums ab. Für die relative Wellenlängenbestimmung durch Benutzung der Uebereinanderlagerung von Spektren verschiedener Ordnungen, welche Methode zuerst Langley angewendet hat, gilt nach der Theorie der Gitter

$$m\lambda = k\sin\alpha,$$

wobei m die Ordnungszahlen 0, 1, 2, 3 ... bedeutet. Es fallen also die Wellenlängen

$$\lambda_1 = 2\lambda_2 = 3\lambda_3 = \ldots n\lambda_n = m\lambda_m$$

übereinander, sodass man durch Verschieben der Platte in ihrer Ebene parallel den Spektrallinien, oder besser durch Verschieben eines Spaltes, der die halbe Höhe des

[1]) Wie aus 5. und 3. hervorgeht, kann man die Normalwellenlänge λ_1 ganz entbehren, indem man das Hauptbild als solche betrachtet. Für Spektren I. Ordng. bei Steinheil's Apparat gut anwendbar (für violett).

Spektrums besitzt, vor der Platte[1]) das unbekannte λ_n durch das bekannte λ_m des Vergleichsspektrums messen kann. Es ist dann

$$\lambda_n = \frac{m}{n} \lambda_m \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad 17)$$

Nimmt man nun Messungen bei symmetrischen Gitterstellungen vor, so tritt die oben erwähnte Dispersionsänderung V ein. Es ist nun zu untersuchen, inwiefern dadurch die Genauigkeit der Messungen beeinflusst wird.

Für die Wellenlänge λ_n der n-ten Ordnung gilt nach Gleichung 2) und 3)

$$n\lambda_n = b \sin(\alpha + \varepsilon) + b \sin(\alpha - \varepsilon + \omega_1)$$
$$n\lambda_n = b \sin(\alpha + \varepsilon - \omega_2) + b \sin(\alpha - \varepsilon).$$

Nun gilt aber für eine mit λ_n zusammenfallende Wellenlänge λ_m, die dem Vergleichsspektrum angehören möge, die Gleichung 17)

$$m\lambda_m = n\lambda_n.$$

Daraus folgt aber

$$\left.\begin{aligned} m\lambda_m &= b \sin(\alpha + \varepsilon) + b \sin(\alpha - \varepsilon + \omega_1) \\ m\lambda_m &= b \sin(\alpha + \varepsilon - \omega_2) + b \sin(\alpha - \varepsilon) \end{aligned}\right\}$$

Das heisst aber, dass dem λ_n dieselben Richtungsunterschiede ω_1 und ω_2 für symmetrische Gitterstellungen entsprechen wie dem λ_m, dass also *die relative Lage des zu messenden und des Vergleichs-Spektrums durch die Dispersionsänderung V nicht beeinflusst wird.*

Dieses Resultat stimmt auch überein mit der Gleichung 12)

$$V = \frac{\cos(\alpha - \varepsilon)}{\cos(\alpha + \varepsilon)},$$

worin ja die Wellenlänge als solche gar nicht vorkommt[2]).

III. Bei Messungen mit Fernrohr und Skale ist für symmetrische Gitterstellung ebenso die Dispersionsänderung V zu beachten. Man bringt die Normalwellenlänge λ_1 ins Fadenkreuz und bestimmt λ_2 nach Formel 10) und 11), worin $d\omega_1$ und $d\omega_2$ die in Bogenmaass ausgedrückten Abstände $\lambda_2 - \lambda_1$ bedeuten, die mit der Skale gemessen werden, welche in geeigneter Weise vorher geaicht wird.

7. *Graphische Darstellung von V.* Es ist von praktischem Interesse, die Dispersionsänderung V für den Spektralapparat durch graphische Interpolation ein für allemal festzulegen, um aus der Kurve für beliebige symmetrische Gitterstellungen das V zu ermitteln. Zu diesem Zwecke wird man nach Formel 12)

$$V = \frac{\cos(\alpha - \varepsilon)}{\cos(\alpha + \varepsilon)}$$

als Abszisse die Winkel α, als Ordinate das zugehörige V auftragen.

Nach 5. Gl. 13), 15) und 16) erhält man den reellen Kurvenast von V, während die periodischen Aeste nicht realisirt werden können, da ja für

$$\alpha > \frac{\pi}{2} - \varepsilon$$

die Einfallswinkel

$$\alpha + \varepsilon > \frac{\pi}{2}$$

---

[1]) Unter Anwendung eines geeigneten Filters, das bei der Aufnahme von λ_n das λ_m verdeckt und umgekehrt.

[2]) Verfasser hatte Gelegenheit, die Messmethoden I und II an zwei Exemplaren des Steinheil'schen kleinen Gitterspektrographen zu erproben, und wandte mit Erfolg Methode II an zur Bestimmung der *ultrarothen Spektren* der Alkalien Na, K, Li, Cs, Rb, Ca, Ba, Sr, In und des Sonnenspektrums sowie von Fe, die er mit Hülfe besonderer Platten sowie eines besonderen Filters photographiren konnte, eine Arbeit, die demnächst veröffentlicht wird.

und

$$\alpha - \varepsilon > \frac{\pi}{2}$$

werden, was nicht möglich ist.

Je kleiner ε ist, um so weniger aufsteigend ist V, um für $\varepsilon = 0$ in eine Horizontale überzugehen.

8. Beispiel. Wie gross bei einem Apparat mit drehbarem Gitter das Dispersionsverhältniss V praktisch werden kann, soll folgendes Beispiel zeigen.

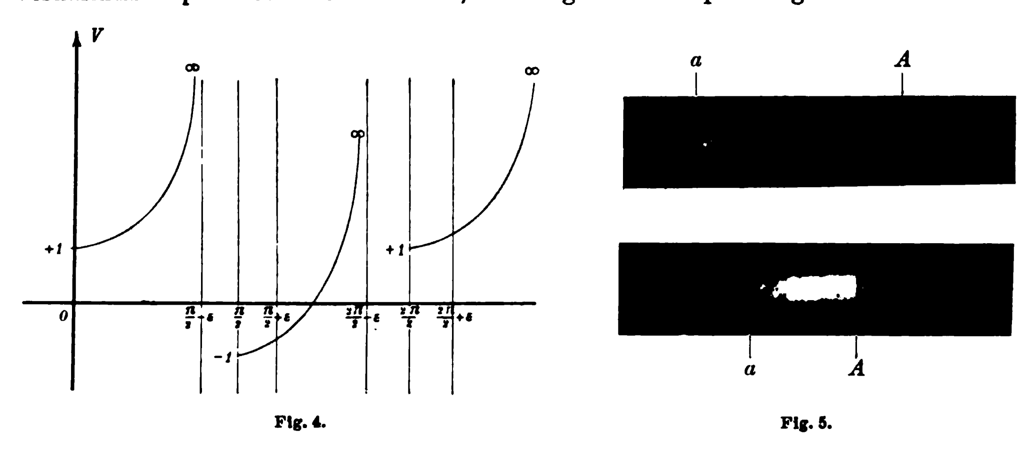


Fig. 4. Fig. 5.

Fig. 5 stellt zwei Aufnahmen des rothen Endes vom Sonnenspektrum III. Ordnung bei symmetrischer Gitterstellung dar, die Gruppen a und A. Für diesen Fall wurde am Theilkreis abgelesen $\alpha = 44{,}00^0$. Nach Lippich ist die Konstante des Apparates

$$k = 2\,b \cos \varepsilon ,$$

die man mit Fernrohr und Fadenkreuz aus der Gleichung für bekannte λ bestimmt

$$\lambda = k \sin \alpha .$$

Es wurde berechnet

$$k = 3{,}2629 \cdot 10^{-3} \; mm.$$

Die Gitterbreite betrug

$$b = 586^{-1} \; mm.$$

Es ist dann

$$\cos \varepsilon = \frac{k}{2\,b} = \frac{3{,}2629 \cdot 586}{2 \,.\, 10^3} .$$

$$\varepsilon = 17{,}05^0.$$

Demnach ist

$$V = \frac{\cos(\alpha - \varepsilon)}{\cos(\alpha + \varepsilon)} = \frac{\cos 26{,}95^0}{\cos 61{,}05^0} = 1{,}8415$$

für die Gegend von 755,5 $\mu\mu$, welche Wellenlänge sich aus

$$\lambda = \frac{k \sin 44^0}{3}$$

bestimmt.

Vergleicht man die beiden Spektren von Fig. 5[1]) so findet man, dass sich ihre Dispersionen in der That fast wie 1 : 2 verhalten.

---

[1]) Diese Spektrogramme sind am 1. August 1899, 5^h Nachmittags aufgenommen mit Hülfe eines komplizirten Prismenfilters. Die Spaltweite betrug 0,05 *mm*, die Exposition 10 Minuten. Man sieht also, dass trotz dieser Thatsachen der Steinheil'sche Apparat sehr lichtstark ist. Die Empfindlichkeit der Platte war für A-Licht etwa $0{,}25^0$ W.

Für die meisten Spektralapparate wird man noch dioptrische Korrektionen mit in Rechnung ziehen müssen, wenn nicht Konkavgitter angewendet werden.

9. Die Auswerthung der mit Hülfe des „Steinheil'schen Spektralapparates" erzeugten Spektrogramme. An einem Messungsbeispiele sollen hier einige Methoden zur Bestimmung der Wellenlängen von Spektren, die mit dem Spektralapparat mit drehbarem Gitter photographirt werden können, erörtert und ihre Brauchbarkeit verglichen werden. Zugleich wird dieses Beispiel ein Licht auf die Leistungsfähigkeit des Steinheil'schen Apparates werfen.

Als Beispiel wurde das linienreiche Eisenspektrum gewählt, von dem in der II. Ordnung eine Aufnahme mit engem Spalt (0,025 *mm*) gemacht wurde. Die Linien waren scharf und klar (es genügte eine Momentaufnahme) und konnten mit Hülfe des vorzüglichen Atlas von Kaiser und Runge[1]) mit Leichtigkeit definirt werden. Sodann wurde mit Hülfe eines Kathetometers, das mit einem Mikroskop von 15-facher Vergrösserung und Fadenkreuz versehen war, die Lage von 9 besonders gut definirten Eisenlinien bestimmt, deren Wellenlängen der Tabelle von Kaiser und Runge entnommen wurden. Die mittelste dieser Linien wurde als unbekannt angenommen und ihre Wellenlänge aus den Abständen von den bekannten anderen 8 Linien berechnet. Hierbei wurden drei Methoden angewandt.

I. Die Methode der einfachen Proportion. Hierbei wurde die Annahme gemacht, dass sich die Wellenlänge für kleine Intervalle proportional dem Abstand vom Anfangspunkt aus ändert. Die Tabelle I giebt das Resultat wieder.

I.

λ	p	λ_0	Δ	Δ^2	Mittlerer Fehler der einz. Beob.
398,187	5,39	407,599	+ 0,073	0,0053	$F = \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{n-1}} = \sqrt{\frac{0,0596}{7}}$
400,533	5,99	678	— 0,006	0,0000	$F = \sqrt{0,0085} = \pm \mathbf{0,092}\ \mu\mu$
402 196	6,44	893	— 0,221	0,0488	
403,459	6,76	693	— 0,021	0,0004	
[λ_0 = 407,672]	7,88				
410,758	8,69	696	— 0,024	0,0006	
411,862	8,99	666	+ 0,006	0,0000	
412,768	9,24	630	+ 0,042	0,0018	
413,706	9,49	620	+ 0.052	0.0027	
	Mittel:	**407,684**	$\Sigma \Delta^2$ =	0,0596	

Hierbei wurde zunächst der Skalenwerth s bestimmt, indem immer symmetrisch dieser Werth $s_1 = \frac{\lambda_1 - \lambda_8}{p_1 - p_8}$, $s_2 = \frac{\lambda_2 - \lambda_7}{p_2 - p_7}$ u. s. w. gebildet und daraus das Mittel gezogen wurde. Einem Millimeter entsprachen 3,780 $\mu\mu$. Dieser Werth s wurde dann der Reihe nach mit $p - p_0$ multiplizirt; das Resultat ergiebt die Wellenlängendifferenz $\lambda - \lambda_0$; wenn man diese zu λ addirt, so erhält man die in der mit λ_0 bezeichneten Kolumne enthaltenen Werthe. Die mit Δ überschriebene Kolumne enthält die Abweichungen der einzelnen Messung vom wahren Werth 407,672 (nicht vom Mittel). Der mittlere Fehler der einzelnen Beobachtung $F = 0,092\ \mu\mu$ ist recht beträchtlich, wenn man berücksichtigt, dass der Nonius des Kathetometers 0,02 *mm* genau gab, während man 0,01 *mm* noch sehr gut schätzen konnte, was einen Fehler von nur 0,0378 $\mu\mu$ bis 0,0756 $\mu\mu$ bedingt, da, wie oben gesagt, 1 *mm* 3,780 $\mu\mu$ umfasst.

Demnach ist für genauere Messungen die Methode der einfachen Proportion nicht brauchbar.

[1]) Kaiser und Runge, *Abhandl. d. Akad. d. Wiss. zu Berlin 1888.*

Genau genommen, ändert sich ja die Wellenlänge nach dem Gesetz

$$\lambda = k \sin \alpha,$$

$$\frac{d\lambda}{d\alpha} = k \cos \alpha.$$

Da nun der Winkel α dem Abstande der λ oder dem Bogen, welcher von den λ begrenzt wird (was ja für kleine Intervalle dasselbe ist), proportional ist, so kann man die Wellenlängendifferenz $d\lambda$ bestimmen aus einer transzendenten Kurve der p, der Ablesungen am Kathetometer. Für praktische Zwecke wird man jedoch eine parabolische Kurve zu Grunde legen, wie es in folgender Methode ausgeführt ist.

II. Methode der kleinsten Quadrate. Man betrachtet die Wellenlänge als parabolische Funktion ihres Abstandes p

$$\lambda = b p + c p^2 + \ldots.$$

Ebenso gilt für λ eine andere Wellenlänge, von der aus die unbekannten Linien berechnet werden sollen,

$$\lambda' = b p' + c p'^2 + \ldots.$$

Durch Subtraktion erfolgt

$$\lambda - \lambda' = b(p - p') + c(p^2 - p'^2) + \ldots.$$

Die weiteren Glieder werden vom dritten ab vernachlässigt. Man hat also die Funktion

$$F = \lambda - \lambda' = b(p - p') + c(p^2 - p'^2).$$

Die Konstanten b und c wurden nun aus zwei Gleichungen berechnet, aus $F_1 = \lambda_2 - \lambda_0$ und $F_2 = \lambda_7 - \lambda_0$. Dann wurden nach der Methode der kleinsten Quadrate aus sämmtlichen Beobachtungen die Korrektionen von b und c, β und γ, nach folgenden Gleichungen berechnet

$$\left.\begin{aligned} \beta \cdot \Sigma \left(\frac{\partial F}{\partial b}\right)^2 + \gamma \Sigma \frac{\partial F}{\partial c} \cdot \frac{\partial F}{\partial b} &= \Sigma (B - R) \cdot \frac{\partial F}{\partial b} \\ \beta \cdot \Sigma \frac{\partial F}{\partial b} \cdot \frac{\partial F}{\partial c} + \gamma \Sigma \left(\frac{\partial F}{\partial c}\right)^2 &= \Sigma (B - R) \cdot \frac{\partial F}{\partial c} \end{aligned}\right\}$$

worin B die beobachtete oder bekannte Wellenlängendifferenz, R die mit b und c berechnete bedeutet. Für die korrigirten Konstanten ergaben sich die Werthe

$$\left.\begin{aligned} b + \beta &= + 3{,}946\,40 \\ c + \gamma &= - 0{,}010\,99 \end{aligned}\right\},$$

Nun wurde mit der Gleichung

$$\lambda - \lambda_0 = 3{,}946\,40\,(p - p_0) - 0{,}010\,99\,(p^2 - p_0^2)$$

das unbekannte λ_0 bestimmt. Das Resultat ergiebt folgende Tabelle.

II.

λ	p	λ_0	Δ	Δ^2	Mittlerer Fehler der einz. Beob.
398,187	5,39	407,650	— 0,022	0,0005	$F = \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{n-1}} = \sqrt{\frac{0{,}0053}{7}}$
400,533	5,99	715	+ 0,043	0,0018	
402,196	6,44	653	— 0,019	0,0004	$F = \sqrt{0{,}00076} = \pm$ **0,027** $\mu\mu$
403,459	6,76	699	+ 0,027	0,0007	
[λ_0 = 407,672]	7,88				
410,758	8,69	708	+ 0,036	0,0013	
411,862	8,99	688	+ 0,016	0,0003	
412,768	9,24	658	— 0,014	0,0002	
413,706	9,49	660	— 0,012	0,0001	
	Mittel:	**407,679**	$\Sigma \Delta^2$ = 0,0053		

Nun ist die Bestimmung der korrigirten Konstanten $b+\beta$ und $c+\gamma$ sehr umständlich und langwierig. Deshalb wurde eine Methode ersonnen, die zugleich mit möglichst wenig Rechenarbeit eine genügende Genauigkeit aufweist.

III. Methode nach der Theorie des Gitters. Das gemessene Stück des Spektrums gehörte der II. Ordnung der linken Gitterseite an. Ferner war bei der Aufnahme der konstante Winkel $\varepsilon > \alpha$, d. h. es gilt die Gleichung 1' für die Wellenlänge, welche dem Fadenkreuz des Fernrohres entspricht

$$m\lambda = b\sin(\varepsilon+\alpha) - b\sin(\varepsilon-\alpha).$$

Demnach gilt für ein beliebiges λ auf der photographischen Platte

$$m\lambda = b\sin(\varepsilon+\alpha+d\omega) - b\sin(\varepsilon-\alpha),$$

worin $d\omega$ den Zuwachs des Austrittswinkels bedeutet, gemessen von der dem Fadenkreuz entsprechenden Wellenlänge aus. Nun sind aber die auf der Platte gemessenen Abstände der λ gleich den Bögen[1]), die den Differenzen der zu den λ gehörigen Austrittswinkel proportional sind. Um also ein unbekanntes λ_0 aus bekannten λ berechnen zu können, bilde man, indem man den Austritts- und Einfallswinkel bezeichnet mit

$$\varepsilon+\alpha+d\omega = r; \qquad \varepsilon-\alpha = i,$$

die Beziehungen

$$\left.\begin{aligned} m\lambda_0 &= b\sin r_0 - b\sin i \\ m\lambda &= b\sin r - b\sin i \end{aligned}\right\} \qquad \begin{aligned} &18\,\text{a)} \\ &18\,\text{b)} \end{aligned}$$

Durch Subtraktion erhält man

$$m(\lambda_0-\lambda) = b(\sin r_0 - \sin r).$$

Die rechte Seite behandelt man folgendermaassen weiter, indem man sie als Funktion der Differenz der Austrittswinkel betrachtet,

$$\sin r_0 - \sin r = f(r_0 - r)$$

oder

$$\sin(r+dr) - \sin r = f(dr).$$

Nach der Reihe von MacLaurin entwickelt, erhält man

$$\sin(r+dr) - \sin r = 0 + \frac{dr}{1!}\cos r - \frac{dr^2}{2!}\sin r - \frac{dr^3}{3!}\cos r + \ldots$$

In Wirklichkeit misst man aber die Differenz der zu dr gehörigen Bögen, die dem dr proportional sind. Es gilt also

$$R\cdot dr = ds \qquad 19)$$

worin ds gleich dem gemessenen $p-p_0$ ist, wie diese Grösse früher bezeichnet wurde.

Dieser Proportionalitätsfaktor R ist nun eine *neue Konstante des Apparates*, die man ein für allemal bestimmen kann. R ist proportional der Bildweite oder vielmehr der Brennweite in diesem Fall (wegen des parallelen Strahlenganges) des Objektives der Kamera. Messen lässt sich R nicht mit Genauigkeit, wohl aber berechnen, indem man aus einem beliebigen Spektrogramm die Differenz der Austrittswinkel dr unter Zuhülfenahme der bekannten Gleichungen berechnet

$$\left.\begin{aligned} m\lambda_1 &= b\sin(\varepsilon+\alpha+d\omega_1) - b\sin(\varepsilon-\alpha) \\ m\lambda_2 &= b\sin(\varepsilon+\alpha+d\omega_2) - b\sin(\varepsilon-\alpha) \end{aligned}\right\}$$

Daraus findet man

$$dr = d\omega_1 - d\omega_2.$$

Unter Berücksichtigung der gemessenen Bögen ds, die das Intervall $\lambda_1 - \lambda_2$ bilden, ergiebt sich dann

$$R = \frac{ds}{dr}$$

nach Gleichung 19).

[1]) Bei Anwendung eines Konkavgitters gilt dies ohne Weiteres, wenn man gekrümmte Platten gebraucht, die man dann eben ausmisst. Ebenso trifft diese Annahme zu bei Anwendung eines Plangitters, da ja das photographische Objektiv die Eigenschaft hat, das sphärisch gekrümmte Bild zu ebnen.

Durch wiederholte Anwendung dieser Methode wurde mit hinreichender Genauigkeit der Mittelwerth gefunden für den in Rede stehenden Apparat

$$R = 191{,}54\ mm\ ^{1)}.$$

Indem man nun die oben entwickelte Reihe anwendet, findet man zur Bestimmung der Wellenlängendifferenz folgende Gleichungen:

$$\left\{\begin{array}{ll}
\lambda_0 - \lambda = dr \cdot \mathfrak{a} - \frac{dr^2}{2!} \cdot \mathfrak{b} - \frac{dr^3}{3!} \cdot \mathfrak{a} + \frac{dr^4}{4!} \mathfrak{b} + \ldots\ldots & \text{I)} \\
\sin r = \frac{m\lambda}{b} + \sin(\varepsilon - \alpha) \ldots\ldots & \text{II)} \\
\left.\begin{array}{l} \mathfrak{a} = \frac{b \cos r}{m} \\ \mathfrak{b} = \frac{b \sin r}{m} \end{array}\right\} \ldots\ldots & \begin{array}{l}\text{III a)} \\ \text{III b)}\end{array} \\
dr = \frac{ds}{R} \ldots\ldots & \text{IV)}
\end{array}\right.$$

Es hat sich durch Untersuchungen herausgestellt, dass in Folge guter Konvergenz die Reihe nach dem 2. Glied abgebrochen werden kann.

Indem man nun die Gleichungen I bis IV kombinirt, kann man bilden

$$\left.\begin{array}{rl}
\lambda_0 - \lambda = ds \cdot \frac{b}{m \cdot R} \cos r - ds^2 \cdot \frac{b}{2\, m\, R^2} \sin r & \ldots\ldots \text{20 a)} \\
\sin r = \frac{m\lambda}{b} + \sin(\varepsilon - \alpha) & \ldots\ldots \text{20 b)}
\end{array}\right\}$$

Diese Gleichung 20b) gilt für vorliegenden Fall, d. h. für die linke Gitterseite und für $\varepsilon > \alpha$. Die anderen Fälle kann man sich aus früheren Gleichungen leicht ableiten. Für die unserem Beispiel symmetrische Gitterstellung würde z. B. gelten

$$\sin r = \sin(\varepsilon - \alpha) - \frac{m\lambda}{b}.$$

In der Gleichung 20) bedeuten nun die verschiedenen Grössen

Die gemessenen Abstände	$ds = p - p_0$	
Die Gitterbreite	$b = 586^{-1}\ mm$ . . .	Konstanten des Apparates,
Der konstante Winkel des Apparates	$\varepsilon = 17{,}0^0$	
Die II. Konstante des Apparates	$R = 191{,}54\ mm$ . . .	
Die Ordnungszahl	$m = 2$	Konstanten des Spektrogrammes
Der am Theilkreis abgelesene Winkel	$\alpha = 14{,}0^0$	

bei welcher Stellung des Gitters die Aufnahme gemacht wurde. Demnach hat man für vorliegendes Beispiel zur Bestimmung von λ_0 nur 8-mal die Gleichung zu lösen

$$\left.\begin{array}{rl}
\lambda_0 - \lambda = ds \cdot \mathfrak{a} \cdot \cos r - ds^2 - \mathfrak{b} \sin r \\
\sin r = c\lambda + \vartheta
\end{array}\right\} \text{darin ist:} \quad \begin{array}{ll} \log \mathfrak{a} = 0{,}6488 & \log c = 7{,}0689 \\ \log \mathfrak{b} = 8{,}0655 & \vartheta = 0{,}0523 \end{array}$$

Hat man eine ganze Serie von unbekannten λ_0 zu berechnen, so bestimmt man aus einem bekannten λ die Konstanten $c_1 = \mathfrak{a} \cos r$ und $c_2 = \mathfrak{b} \sin r$ und berechnet nach der Formel

$$\lambda_0 - \lambda = ds \cdot c_1 - ds^2 \cdot c_2$$

die Serie. Bei der Genauigkeit der Methode genügt eine 2- bis 3-malige Bestimmung der Konstanten c_1 und c_2 aus bekannten λ, die im Intervall in geeigneter Weise zerstreut liegen.

[1]) Die Aenderung des Faktors R in dem ziemlich beträchtlichen Intervall (15 $\mu\mu$) liegt innerhalb der Versuchsfehler. Auch hätte eine geringe prozentische Aenderung von R keinen Einfluss auf die Genauigkeit des Resultates der Hauptformel 20).

Man erhält folgendes Resultat.

III.

λ	p	λ_0	Δ	Δ^2	Mittlerer Fehler der einz. Beob.
398,187	5,39	407,631	— 0,041	0,0017	$F = \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{n-1}} = \sqrt{\frac{0{,}0052}{7}}$
400,533	5,99	693	+ 0,021	0,0004	
402,196	6,44	648	— 0,024	0,0006	$F = \sqrt{0{,}00074} = \mathbf{0{,}027}\ \mu\mu$
403,459	6,76	697	+ 0,025	0,0006	
[$\lambda_0 = 407{,}672$]	7,88				
410,758	8,69	711	+ 0,039	0,0015	
411,862	8,99	692	+ 0,020	0,0004	
412,768	9,24	665	— 0,007	0,0000	
413,706	9,49	673	+ 0,001	0,0000	
	Mittel:	**407,676**	$\Sigma \Delta^2 =$	0,0052	

Hiermit ist bewiesen, dass *die Methode, welche sich direkt aus der Theorie des Apparates herleitet, das Minimum des mittleren Fehlers giebt.* Der Hauptvortheil dieser Methode liegt aber im Gegensatz zur Methode der kleinsten Quadrate in ihrer Anwendbarkeit über ein viel grösseres Intervall. Diese Thatsachen sind nur möglich in Folge der genau bestimmten Konstanten b, R, ε des Apparates und a der photographischen Platte, eine Genauigkeit, die von der Güte sowohl des mechanischen[1]) als auch ganz besonders von der des optischen Theiles des Spektrographen abhängt.

Es möge noch bemerkt werden, dass der mittlere Fehler 0,027 $\mu\mu$ noch nicht die Grenze der Leistungsfähigkeit dieses Apparates ist. Die Schärfe und Feinheit der Spektrallinien lassen die Anwendung eines Kathetometers zu, bei welchem man noch die Tausendtel Millimeter schätzen kann. Nach obigen Erörterungen würde dann die obere Grenze des mittleren Fehlers etwa 0,0038 $\mu\mu$ betragen, wie auch experimentell nachgewiesen wurde. Das angeführte Messungsbeispiel genügt jedoch vollständig, die Brauchbarkeit der Methode und des Apparates darzulegen. In diesem Falle hält es daher der Verfasser für erlaubt, von der allgemeinen Regel abzuweichen, die die empirische Konstantenbestimmung vorschreibt.

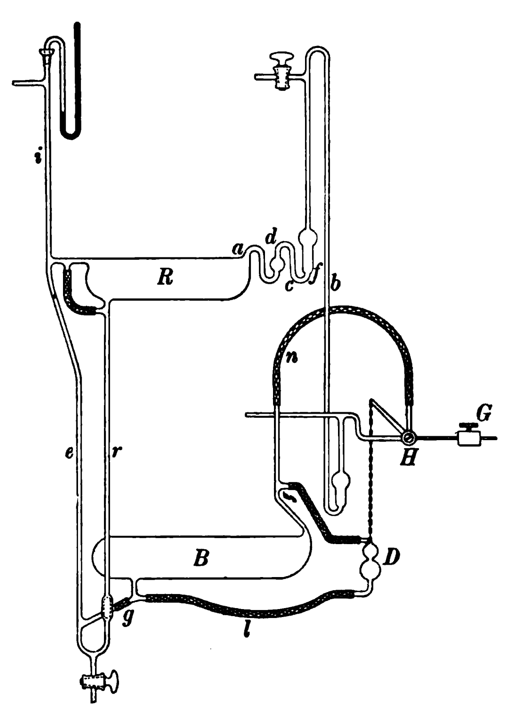
Dass man, wie eben erwähnt, die Genauigkeit der kathetometrischen Messung noch weiter treiben kann, liegt im Wesentlichen an der Anwendung von Lockyer's „Methode der langen und kurzen Linien". Von einem *horizontal* brennenden Flammenbogen wurde ein verkleinertes Bild auf dem Spalt des Steinheil'schen Apparates entworfen, sodass das Bild der glühenden Kohlen durch die Spaltbacken selbst abgeblendet wurde. Auf diese Weise laufen sämmtliche Spektrallinien in äusserst feine Spitzen aus, die ein sehr genaues Einstellen des Fadenkreuzes im Mikroskope ermöglichen. Der Hauptgrund der grösseren Genauigkeit der Messung liegt aber darin, dass eben *in Folge der Spitzenbildung* (die in Folge der Abnahme der Dampfdichte am Rande des Bogens eintritt), bei engem Spalte *das Auflösungsvermögen des Steinheil'schen Gruppen-Antiplaneten der Kamera besser ausgenützt wird.*

[1]) Der einzige Nachtheil, den ich schwer empfunden habe, ist das Fehlen eines Nonius an dem Verschiebungsmechanismus des Objektives der Kamera. Geht man nämlich von einer Ordnung zur anderen über, so macht sich in Folge der Konstitution des Gitters die Fokusdifferenz unangenehm bemerkbar. Ebenso muss man für das äusserste Roth und Ultraroth eine sehr subtile Verschiebung vornehmen, was ohne Nonius sehr schwer ist.

Vereinfachung der selbstthätigen Kolbenquecksilberluftpumpe.

Von
F. Neesen in Berlin.

Der Rezipient *R* ist ein Glaszylinder, an welchem sich bei *a* die zum Barometerrohr *b* führende Kapillare *c* ansetzt. Dieselbe besteht wie früher (*diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 148. 1899*) aus zwei Theilen, nur dass jetzt das erste kleine Vorgefäss *d* kleiner ist, etwa nur 5 *ccm* enthaltend. Ebenso ist das zweite Gefäss *f* klein; wesentlich ist, dass der untere Theil nicht zu geringen Querschnitt (etwa 1 *qcm*) hat. Das Barometerrohr *b* steht oben in Verbindung mit der Vorpumpe. An den Rezipienten schliesst sich, wie bei der früheren Konstruktion, das Rücklaufrohr *r*, unten mit einem Ventil versehen, an, ferner das Einlaufrohr *e*, welches mit dem oberen Theil von *R* und ausserdem mit dem zum Trockengefäss, Manometer u. s. f. führenden Rohr *i* verbunden ist. Rohr *r* und *e* sind unter dem zweiten grossen zylindrischen Gefäss *B* zusammengeschmolzen, ein übergeschobenes Stück Gummischlauch *g* verbindet Gefäss *B* mit dieser Leitung *r*, *e*. Von *B* führt ein Glasrohr und eine Gummischlauchleitung *n* zum Regelungshahn *H*; ferner zweigt sich kurz über *g* eine biegsame Leitung *l* nach dem kleinen Nebengefäss *D* ab, welches an seinem oberen Ende mit der Leitung *n* verbunden ist. Das Gefäss *D* hängt an dem Kücken des Hahnes *H*. Der Schwere von *D* entgegen wirkt ein Laufgewicht *G*. Die obengenannte Vorpumpe steht auch mit dem Hahn *H*, der mehrere Bohrungen besitzt, in Verbindung. Bei der gezeichneten Stellung ist durch den Hahn Verbindung zwischen der Vorpumpe und dem Gefäss *B* hergestellt. Schlägt der Hahn dem Zuge des Gefässes *D* folgend um, so steht *B* in Verbindung mit der äusseren Luft.



Letzteres wird der Fall sein, wenn anfänglich überall der äussere Luftdruck herrscht und dementsprechend das Quecksilber das Gefäss *B* und *D* füllt. Tritt nun die Vorpumpe in Thätigkeit, so wird *R* luftleer gemacht; in Folge dessen drückt die äussere Luft das Quecksilber aus *B* durch das Rohr *e* nach *R*. Rohr *r* wird durch das untere Ventil abgeschlossen. Ist das Quecksilber nach *f* übergestiegen, so hat sich das Gefäss *D* entleert, sodass nun die Schwere des Uebergewichts *G* den Hahn in die gezeichnete Stellung umschlägt. *B* wird von der Vorpumpe luftleer gemacht, sodass das Quecksilber durch *r* unter Oeffnung des Ventils zurückfällt. Hat sich *D* wieder gefüllt, so ist hier Uebergewicht; der Hahn *H* schlägt wieder um.

Die Pumpe arbeitet sehr ruhig ohne Geräusch. Das Quecksilber kann in *R* mit grosser Geschwindigkeit einfliessen, ohne dass ein Springen der Kapillaren *c* zu befürchten ist, weil das Quecksilber von oben einfliesst und ferner die zylindrische Gestalt des Gefässes *R* die Geschwindigkeit wegen grösserer Reibung noch mehr ver-

mindert. Diese Zylindergestalt gewährt auch den Vortheil, dass man Druckhöhe gewinnt. Abgesehen hiervon stellen sich die Gefässe R und B, weil zu ihnen weite Glasröhren verwandt werden, billiger wie die sonst üblichen Kugeln und lassen sich leichter bearbeiten[1]).

Ueber eine Neuerung an Waagen mit automatischer Gewichtsvertauschung.

Von
Dr. **Hans Stadthagen** in Charlottenburg.

Bei Waagen ersten Ranges wird die Vertauschung der zu vergleichenden Gewichtsstücke automatisch bewirkt, indem z. B. der Gewichtsträger statt der gewöhnlichen Schale in Form eines Kreuzes oder ähnlich gebildet ist (+, Y). Bisher war es aber, soviel mir bekannt ist, nur üblich bezw. möglich, auf diese Gewichtsträger *ein* Stück aufzusetzen. Hatte man also Gewichtskombinationen zu wägen, z. B. 200 + 200 + 100 g mit einem 500 g-Stück zu vergleichen, so musste man auch in den Fällen, wo ein ganz besonderer Schutz der Unterseite der Gewichtsstücke nicht erforderlich erschien, seine Zuflucht zu Platten oder Schalen nehmen, die die Gewichtskombinationen aufnahmen und mit diesen auf den Transporteur gesetzt wurden; beim Herablassen des letzteren, der der Form des Gewichtsträgers entsprechende Aussparungen enthielt, setzte sich die Platte auf diesen auf (siehe Beschreibung und Zeichnung in *„Wissenschaftl. Abhandl. d. Kaiserlichen Normal-Aichungs-Kommission" Heft 1. S. 143*).

Da nun die Differenz der beiden zu benutzenden Platten nicht immer bekannt ist und, wenn bekannt, nicht immer als unveränderlich angenommen werden kann, so waren in solchen Fällen statt einer Wägung zwei erforderlich, zwischen denen eine Vertauschung der Gewichtsstücke auf den Platten stattfinden musste. Es sind damit mehrere Uebelstände verbunden. Erstens ist die doppelte Zahl von Wägungen nöthig, zweitens werden die Wägungen durch die Veränderlichkeit der Platten, die nach neueren Erfahrungen auch in kürzeren Zeiträumen, wahrscheinlich in Folge von Adsorption von mehr oder weniger feuchter Luft an ihrer relativ grossen Oberfläche, nicht unbedeutend zu sein scheint, ungünstig beeinflusst.

Es lag der Gedanke nahe, die *Form der Gewichtsträger so auszugestalten*, dass auf ihnen und dem entsprechend ausgesparten Transporteur auch *Gewichtskombinationen* sicher aufsitzen. Bedingung für eine solche unterbrochene Fläche ist, dass die Unterbrechungen sämmtlich zusammenhängen. Es entsteht so eine Art *Rost*, der vorn oder seitlich offen ist.

Eine Waage mit derartiger Einrichtung, die bei der Ausgleichung feinerer Gewichtssätze fast die Hälfte der früher nach Gauss'scher Methode nöthigen Wägungen überflüssig macht, hat kürzlich die Kaiserliche Normal-Aichungs-Kommission von Hrn. P. Stückrath in Friedenau ausführen lassen. Hr. Stückrath hat die einfache Form eines Rostes mit geraden Stäben gewählt, da es sich um eine Waage für grosse Massen bis zu 25 kg handelte; bei Waagen von geringerer Tragfähigkeit würde sich vielleicht eine Form des Rostes mit gewundenen oder zickzackförmigen Stäben, bei der die Zentrirung allerdings etwas grössere Schwierigkeiten macht, mehr empfehlen. Damit die Gewichtskombinationen so aufgesetzt werden, dass der Massenschwerpunkt

[1]) Die beschriebene Einrichtung ist durch D.R.G.M. geschützt.

senkrecht unter dem Aufhängepunkt liegt, hat Hr. Stückrath Ebonitplatten mit entsprechenden Aussparungen angefertigt, die auf den Transporteur gelegt und nach Aufsetzen der Gewichte mit äusserster Vorsicht wieder abgenommen werden. Bisher waren für diesen Zweck die benutzten Platten an den entsprechenden Stellen mit kreisförmigen Marken versehen.

Kurz sei noch erwähnt, dass bei dieser 25 *kg*-Waage mit automatischer Vertauschung der Gewichte für den Waagebalken, einen Theil der Gehänge, sowie den an die Stelle von Schalenkreuzen getretenen Schalenrost eine der neuen Aluminium-Legirungen, *Partinium*, die aus Aluminium und metallischem Wolfram bestehen soll und ein spezifisches Gewicht von rund 3 besitzt, Verwendung gefunden hat. Die Waage, welche auch in ihrer sonstigen Konstruktion manche Besonderheiten aufweist, ist in Paris zur Ausstellung gelangt.

Charlottenburg, im Mai 1900.

Referate.

Seismometer mit zweifacher Registrireinrichtung.

Von G. Agamennone. *Rend. Accad. dei Linc. (5)* ***8.*** *1899.*

Ein genaues Studium der von den seismischen Instrumenten aufgezeichneten Erdbebenstörungen erfordert eine rasche Bewegung des registrirenden Papiers, damit die Kurven möglichst auseinander gezogen werden. Da es aber kostspielig und unbequem ist, mit grossen Geschwindigkeiten (bis zu 120 *cm* pro Stunde) zu registriren, so wurde bereits von Gray-Milne ein Registrirapparat konstruirt, der für gewöhnlich eine geringere Geschwindigkeit hat, die aber beim Eintreten eines Erdbebens mit Hülfe eines durch ein Seismoskop erregten Elektromagneten sehr vergrössert wird.

Agamennone hat eine ähnliche Einrichtung ersonnen. Der Apparat, von dem der Verfasser in der vorliegenden Schrift keine Beschreibung giebt, beruht im Wesentlichen darauf, dass die von einem Gewicht gedrehte Registrirwalze durch ein im Innern derselben angebrachtes Uhrwerk gehemmt wird, und deswegen nur langsam rotiren kann. Der Elektromagnet löst nun bei seiner Erregung einen Windregulator aus, der die Walze weniger hemmt und ihr erlaubt, sich mit sehr vergrösserter Geschwindigkeit einmal herumzudrehen; durch Einschnappen eines Stiftes erhält sie dann wieder die alte Geschwindigkeit.

Instrumente dieser Art empfehlen sich nur in Gegenden mit nahen Erdbebenherden. An anderen Orten wird auch bei starken Beben der Anfang der Bewegung immer mit geringer Geschwindigkeit registrirt werden; von den Vorläufern der Hauptbewegung würde z. B. niemals der Auslösemechanismus in Thätigkeit gesetzt werden, wohl aber würde dieses in Folge der Bewegung des Pendels durch die tägliche Periode sehr häufig eintreten und in unliebsamer Weise stören. *Hck.*

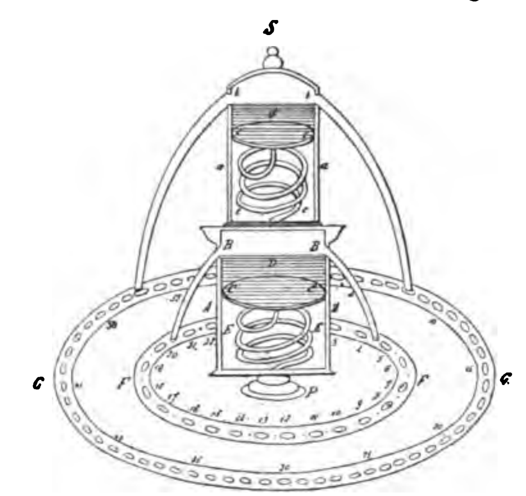
Ueber ein altes Seismometer von Cavalli.

Von G. Agamennone. *Boll. della Soc. Sismologica Italiana* ***3.*** *S. 29. 1897.*

Agamennone hat in den alten Manuskripten der meteorologischen Beobachtungen, die im Palazzo Caetani angestellt sind, die Beschreibung des folgenden von Cavalli erdachten Quecksilberseismometers gefunden, das hauptsächlich geschichtliches Interesse hat, seiner Eigenart wegen aber einer kurzen Beschreibung werth ist.

Die beiden an einander befestigten Glasgefässe $a\,a$ und $A\,A$ (vgl. die umstehende, nach der Original-Federzeichnung reproduzirte Figur) sind an einem in einer Mauer eingelassenen Eisenarm entweder bei S oder bei P so befestigt, dass sie sich über dem Zentrum

zweier Zifferblätter F und G befinden, die durch ein Uhrwerk in 24 Stunden bezw. in einer Stunde einmal um eine vertikale Achse gedreht werden. Auf dem Boden beider Glasgefässe ist je eine weiche Spiralfeder e bezw. E befestigt, die je eine gut an die Glaswand anschliessende Scheibe c und C trägt. Der obere, durch die Scheiben abgeschlossene Raum der Gefässe d und D wird nun soweit mit Quecksilber gefüllt, dass dasselbe gerade bis an die beiden um 90° von einander abstehenden und nach den Himmelsrichtungen orientirten Ausflussröhren bb und BB jedes Gefässes heranreicht. Die unteren Enden dieser Röhren schweben über kleinen Höhlungen in den Zifferblättern.



Tritt nun ein Erdbeben ein, so muss das Quecksilber überfliessen und sammelt sich in den Höhlungen des Zifferblattes, die sich gerade unter den Ausflussröhren befinden. Man erhält hieraus die Zeit des Bebens; einen Anhalt für seine Intensität und Richtung giebt die Menge des ausgeflossenen Quecksilbers.

Das Seismometer wurde im Jahre 1784 aufgestellt und ist ungefähr das gleiche Instrument, welches im Jahre 1848 von Cacciatore neu konstruirt wurde. *Hck.*

Ueber das Verhalten des Nickelstahls.

Von Ch. Ed. Guillaume. *Journ. de phys.* (3) **8.** *S. 553. 1899.*

Die Resultate der früheren Arbeiten des Verf. (vgl. *diese Zeitschr.* **17.** *S. 155 u. S. 344. 1897;* **18.** *S. 283. 1898)* lassen sich wesentlich dahin zusammenfassen, dass ein Nickelstahlstab bei jeder Temperatur einem definitiven Zustand zustrebt, den er durch eine Verlängerung oder Verkürzung gewinnt, je nachdem die betreffende Temperatur steigend oder fallend erreicht war. Allerdings ist dieser Endzustand nur dann der gleiche, wenn die Temperaturänderungen in einander hinreichend naheliegenden Stufen vor sich gehen.

Verf. hat sich jetzt hauptsächlich damit beschäftigt, die Aenderungen eines Stabes zu studiren, welcher in rationeller Weise zwischen 100° und 40° gealtert war. Diese Messungen, welche sich über die Dauer von zwei Jahren erstreckten (Vergleichungen des Stabes mit einem Normalmaassstabe bei der stets gleichen Temperatur von 15°), ergaben nach einer anfänglichen Verkürzung von geringer Zeitdauer im ersten Jahre eine Verlängerung des Stabes um etwa 6,5 μ für 1 m, während diese Veränderung sich im zweiten Jahre auf 1,5 μ reduzirte. Trägt man alle Beobachtungen graphisch auf, so liegen indessen nicht alle auf einer glatt verlaufenden Kurve, vielmehr weichen sie systematisch davon ab und spiegeln dabei den jährlichen Verlauf der mittleren Lufttemperaturen wieder. Diese Abweichungen von der Kurve erreichen für die jährlichen Temperaturextreme 1,5 μ.

Um die Variationen noch näher zu studiren, unterwarf Verf. einen Maassstab, der ursprünglich bis 40° vollständig gealtert und dann während eines Jahres den Schwankungen der umgebenden Temperatur ausgesetzt war, einer stufenförmigen Reihe von Erwärmungen bis 100°. Bei jeder Temperaturstufe wurde der Stab häufig auf 15° gebracht und die Erwärmung fortgesetzt, bis mehrere Messungen das gleiche Resultat ergaben. Die endlichen Ergebnisse lassen sich, bezogen auf 1 Meter, darstellen durch die Beziehung

$$y = -0{,}00325 \times 10^{-6}\,\theta.$$

Diese Formel giebt also die Unterschiede zwischen den Längen eines Maassstabes, wenn derselbe mit einer sehr grossen und mit einer sehr kleinen Geschwindigkeit die Temperaturen zwischen 0° und 100° passirt. Da die Temperaturveränderungen bei Maassstab-

vergleichungen vom hier vertretenen Standpunkt als sehr schnelle aufzufassen sind, so sind alle auf solche Weise gefundenen Ausdehnungsformeln noch durch obige Korrektionsformel zu verbessern, um die Resultate zu gewinnen, welche man bei sehr langsamen Temperaturveränderungen erhalten würde. Demnach ist auf die in der Geodäsie verwendeten Maassstäbe, die in jeder Jahreszeit der umgebenden Temperatur ausgesetzt sind, auf Pendelrohre u. dgl. die verbesserte Formel anzuwenden.

Auch auf gezogene Stäbe hat Verf. seine Untersuchungen ausgedehnt und ist dabei zu eigenthümlichen Resultaten gelangt. Der erste Alterungsprozess bei 100° verlängert nämlich einen solchen Stab während einiger Stunden und führt dann eine Verkürzung herbei. Berücksichtigt man noch die anfängliche Verkürzung von geringer Zeitdauer (etwa $^1/_2$ Stunde), nachdem der Stab lange auf Zimmertemperatur gehalten war, so beobachtet man demnach nacheinander drei unterschiedene Arten von Veränderungen von verschiedener Amplitude und Zeitdauer, deren beide ersten den Veränderungen bei geschmiedeten Stäben ähnlich sind, deren dritte jedoch den gezogenen Stäben eigenthümlich ist.

Diese letzte Veränderung ist auch bei Stäben aus reinem Nickel und bei solchen Nickelstahlsorten beobachtet, welche die anderen Variationen nur in unbedeutender Weise erleiden. Eine charakteristische Eigenthümlichkeit dieser Veränderung ist, dass sie bei jeder Temperatur durch eine Alterung bei höherer Temperatur Null wird, was für die den Nickelstahlsorten von geringer Ausdehnung eigenthümlichen Veränderungen nicht der Fall ist. Beide Arten der Veränderung haben also einen verschiedenen Ursprung. *Schl.*

Elektrischer Thermostat.

Von W. Duane und Ch. A. Lory. *Amer. Journ. of Science (4)* **9.** *S. 179. 1900.*

Der von den Verf. beschriebene Thermostat besteht in einem etwa 160 *l* Kochsalzlösung fassenden, durch Wechselstrom von 110 Volt zwischen Zinkelektroden direkt geheizten Bade, in welchem sich ein die Stromstärke verändernder Thermoregulator befindet. Der letztere ist im Prinzip von den bekannten Gasregulatoren nicht verschieden; eine in ein Röhrensystem eingeschlossene Flüssigkeit (Alkohol) drückt mit zunehmender Temperatur auf den einen Schenkel einer U-förmigen, mit Quecksilber gefüllten Röhre, wodurch ein Kontakt mit einem Platinstift geschlossen wird; ein Relais besorgt dann das Einschalten eines passenden Ballastwiderstandes in den Heizstromkreis. Weil der Quecksilberverschluss bei nirgends benetzendem Quecksilber nicht alkoholdicht sein würde, ist ein kurzes Stück der U-Röhre aus amalgamirtem Messing hergestellt.

Die Konstanz des Bades beträgt nach den Angaben der Verf. etwa 0,0005° C. bei 30° bis 40° Differenz gegen die Umgebung. *Rt.*

Einige neue thermoelektrische Erscheinungen.

Von W. F. Barrett. *Phil. Mag. (5)* **49.** *S. 309. 1900.*

Der Verf. berichtet über das thermoelektrische Verhalten einer von R. A. Hadfield in Sheffield hergestellten Nickel-Eisen-Legirung von der Zusammensetzung: Eisen 68,8 %, Nickel 25,0 %, Mangan 5,0 %, Kohlenstoff 1,2 %. Der spezifische Widerstand der Legirung beträgt 97,52 Mikrohm pro *cm/cm*², der Temperaturkoeffizient 0,08 % für 1° C. zwischen 0° und 250°.

Ein aus der Legirung hergestellter Draht wurde mit einem Eisendraht zu einem Thermoelement verbunden; die Thermokraft desselben wurde in einem Gasofen, dessen Temperatur in geeigneter Weise regulirt werden konnte, durch Vergleichung mit einem Le-Chatelier'schen Thermoelement (Platin mit 10 %-Rhodiumplatin) ermittelt. Die Abhängigkeit der elektromotorischen Kraft des letzteren von der Temperatur wurde, weil es bei 100° und 445° (Schwefelsiedepunkt) mit einem von Callendar verwendeten die gleiche elektromotorische Kraft zeigte, über das ganze untersuchte Temperaturintervall bis gegen 1100° als identisch mit der dieses Elements angesehen, obwohl eine Kontrolprüfung bei 1000° merkliche Unterschiede ergab. Die elektromotorischen Kräfte wurden den Ausschlägen

eines durch ein Normalelement geaichten aperiodischen Spiegelgalvanometers nach d'Arsonval mit hohem Widerstande proportional genommen.

Die Beobachtungsresultate werden in Form einer Kurve mitgetheilt. Unter der Voraussetzung, dass die kalten Löthstellen auf Eis gehalten werden, steigt die Kurve von — 80° bis 400° ziemlich gleichmässig gekrümmt an, fällt dann bis gegen 675°, steigt abermals bis gegen 900°, um für höhere Temperaturen wiederum zu fallen. Bemerkenswerth ist, dass in dem ganzen Intervall von 300° bis 1100° die Aenderungen der elektromotorischen Kraft den Betrag von 170 Mikrovolt nicht überschreiten; innerhalb dieses Intervalls liegen die Werthe der elektromotorischen Kraft in der Nähe von 4000 Mikrovolt, welchem Betrage die Temperaturen 310°, 540°, 810°, 1030° entsprechen.

Mit Platin, Kupfer und anderen Metallen verbunden, wies die Legirung eine derartige Konstanz der elektromotorischen Kraft innerhalb eines so weiten Temperaturintervalls nicht auf. Bei der Verbindung mit Platin hat die elektromotorische Kraft das entgegengesetzte Vorzeichen bis zum Punkte 210°, bei welchem ein Minimum stattfindet.

Im Anschluss daran theilt der Verfasser noch Beobachtungen über die neutralen Punkte einiger anderer Thermoelemente mit, d. h. die Punkte verschwindender (konstanter) elektromotorischer Kraft. Bei Kupfer-Eisen wurde die Lage des neutralen Punktes bei steigender und bei fallender Temperatur verschieden gefunden; bei einem Kupfer-Stahl-Elemente ergaben sich bei drei Heizungen folgende Lagen des neutralen Punktes:

	I.	II.	III.
bei steigender Temperatur	328°	283°	268°
„ fallender „	258°	241°	241°.

Der Verf. stellt noch weitere Mittheilungen über diese Erscheinungen in Aussicht, welche er „thermoelektrische Nachwirkungen“ nennt. Es mag hier kurz darauf hingewiesen werden, dass ähnliche wie die vom Verf. an der Hadfield'schen Legirung beobachteten thermoelektrischen Eigenschaften sowie auch die Verschiebungen der neutralen Punkte bei wiederholten Temperaturänderungen schon von Tait an Legirungen von Nickel und Kupfer bemerkt worden sind (vgl. z. B. G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität, 2. Bd. *S. 287*).

Rt.

Neues Spektrophotometer und optische Methode seiner Kalibration.

Von D. B. Brace. *Phil. Mag. (5)* **48.** *S. 420. 1899.*

Das neue Spektralphotometer stellt eine Vereinfachung des in *dieser Zeitschr.* **12.** *S. 132. 1892* beschriebenen Lummer-Brodhun'schen dar, indem das photometrische Vergleichsfeld in das brechende Prisma selbst hineingelegt ist. Die Anordnung besteht aus einem gleichseitigen, auf allen Seiten geschliffenen Flintglasprisma *P* (Fig. 1), den Spaltrohren *T* und *T'* und dem Beobachtungsfernrohr *R*. *P* ist aus zwei vollkommen gleichen Theilen *adb* und *adc* hergestellt. Die Fläche *ad* des Prismas *adc* ist versilbert und danach die Versilberung bis auf einen der Prismenbasis parallelen Streifen mit möglichst scharfen Kanten fortgenommen. Darauf sind die beiden Prismenhälften durch eine Substanz von dem Brechungsexponenten des Glases (Alphamonobromonaphtalin) verbunden. Nun stellen *T'*, *P*, *R* für den dem Silberstreifen entsprechenden Theil des Prismas, bezw. für das an ihm reflektirte Licht *ein* Spektroskop, *T*, *P*, *R* für den übrigen Theil von *P*, bezw. für durchgehendes Licht ein *zweites* Spektroskop dar. Bei geeigneter Justirung werden beide Spektren genau zusammenfallen, und man wird nach Entfernung des Okulars und bei Benutzung eines am Orte der Spektren befindlichen Okularspaltes die Fläche *ad* mono-

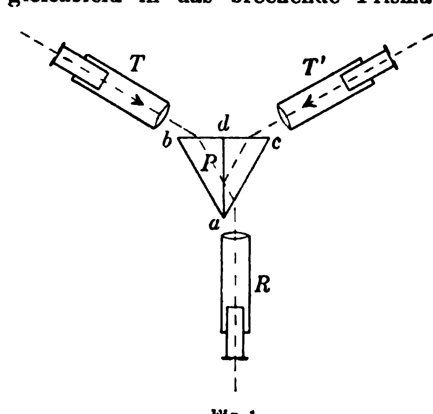


Fig. 1.

chromatisch leuchten sehen, und zwar den Silberstreifen im Lichte von T', den übrigen Theil des Gesichtsfeldes im Lichte von T. Die Einstellung auf Gleichheit oder Verschwinden der Grenzen des Silberstreifens erfolgt durch Veränderung der Spaltbreite bei T'.

Man erkennt, dass dies Spektralphotometer die Vortheile des eingangs genannten hat. Dabei ist es durch Fortfall des Würfels einfacher und wohl auch billiger. Auch werden in Folge der geringeren Anzahl brechender Flächen im Strahlengang störende Reflexe leichter zu beseitigen sein. Es ist aber nicht einzusehen, dass mit diesen Vortheilen, wie Brace behauptet, eine merkliche Erhöhung der photometrischen Empfindlichkeit verbunden ist. Leider scheint Brace gar nicht versucht zu haben, den Apparat als Kontrastphotometer zu gestalten, obwohl besondere Schwierigkeiten dabei kaum auftreten dürften. Das Kontrastprinzip bietet gerade in der Spektralphotometrie, wo man häufig bei sehr geringen Helligkeiten arbeiten muss, besonders grosse Vortheile.

Ueber die Ausführung des von Schmidt & Haensch in Berlin hergestellten Instruments ist wenig hinzuzufügen. Das Rohr T ist fest, während T', um die Spektren völlig zur Deckung bringen zu können, um die Achse des Apparates mikrometrisch drehbar ist. Der Spalt von T ist einseitig beweglich, der von T' als Messspalt natürlich bilateral. Das Rohr R ist ebenfalls durch Mikrometerschraube um die Apparatachse drehbar zur Einstellung der verschiedenen Farben des Spektrums. Seine Stellung kann mit Hülfe eines Nonius auf einem Theilkreis abgelesen werden. Die Justirung geschieht wie beim Spektrometer. Für Natriumlicht wird das Minimum der Ablenkung bei T und T' hergestellt.

Um die Messung mit dem Bilateralspalt von T' einwandfrei zu machen, wird er nach einer von Brace ersonnenen Methode vorher kalibrirt. Dazu wird ein rotirender Sektor benutzt, welcher in der aus Fig. 2 ersichtlichen Weise auf *einer* Scheibe eine grössere Anzahl (hier 8) fester Sektoren in regelmässiger Abstufung enthält. Die Scheibe rotirt vor dem Spalt von T und schwächt dadurch das durch ihn hindurchgehende Licht auf $^7/_8$, $^6/_8$ ... bis $^1/_8$ seines Betrages, je nach der Stelle der Scheibe, welche sich gerade vor dem Spalt befindet. Es werden dann, während der Spalt bei T konstant bleibt, photometrische Einstellungen durch Verändern der Spaltbreite von T' bei fortgenommener Scheibe sowie bei Benutzung der verschiedenen Sektoren ausgeführt. Die Kalibrirung für andere Spaltbreiten erfolgt durch Interpolation. Solche Kalibrirung muss natürlich für jede zu benutzende Farbe des Spektrums oder, wenn man auch hier interpoliren will, für eine grössere Anzahl Farben erfolgen. Sie ist abhängig von der Energievertheilung der bei T' benutzten Lichtquelle und, streng genommen, von der Farbenempfindung des Beobachters. Indessen soll nach Brace's Angabe beides praktisch nicht von Einfluss sein, wenn die Energievertheilung im Spektrum nicht sehr variirt. Die bei dieser Gelegenheit vom Verfasser gemachte Angabe, König habe gefunden, dass die Vertheilung der Helligkeitsempfindung im Spektrum für die verschiedenen Farbensysteme annähernd dieselbe sei, dürfte auf einem Irrthum beruhen.

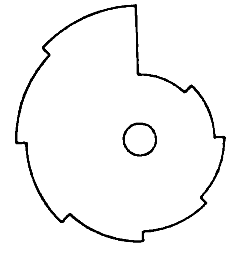


Fig. 2.

Leider ist die Brace'sche Kalibrirungsmethode ein wenig umständlich. Sie hat aber den Vorzug, dass man mit ihrer Hülfe auch bei geringen Mitteln einwandfreie Messungen erhalten kann. Man wird jedoch in vielen Fällen, namentlich bei kurzen Beobachtungsreihen, einfacher zum Ziel kommen, wenn man die Brace'sche Scheibe am Rohre T bei der Messung selbst anwendet, indem man zunächst mit ihrer Hülfe möglichste Gleichheit im Photometer herstellt und darauf die genaue Einstellung mit dem Bilateralspalt bewirkt. Denn die Lichtstärke ist für geringe Aenderungen der Spaltbreite der letzteren genügend genau proportional.

Bei der Kritik der verschiedenen spektrophotometrischen Messmethoden beurtheilt übrigens Brace den Sektor mit während der Rotation veränderlichem Winkel nicht gerecht. Erstens fällt das von Brace gerügte zeitraubende Anhalten des Sektors nach jeder Ablesung fort, wenn man, wie das in der Reichsanstalt seit Jahren (s. *diese Zeitschr.* **17.** *S. 11. 1897*)

geschehen ist, eine Einrichtung zum Ablesen der Theilung während der Rotation anbringt. Zweitens ist unrichtig, dass durch den Sektor stets mindestens eine Schwächung um die Hälfte (wie beim Nicol'schen Prisma) eintritt. In den Fällen nämlich, wo eine starke Verminderung der Lichtstärke (mehr als 50 %) zu messen ist — und gerade dann stört eine weitere Verminderung der Helligkeit durch den Messapparat selbst — braucht durch den Sektor gar keine Helligkeitsherabsetzung einzutreten. Soll z. B. eine Absorptionsbestimmung gemacht werden, so stellt man zunächst ohne Einschaltung der absorbirenden Substanz und des Sektors Gleichheit her, fügt dann auf der einen Seite das absorbirende Mittel, auf der anderen den Sektor ein und macht die Einstellung mit dem letzteren. *E. Br.*

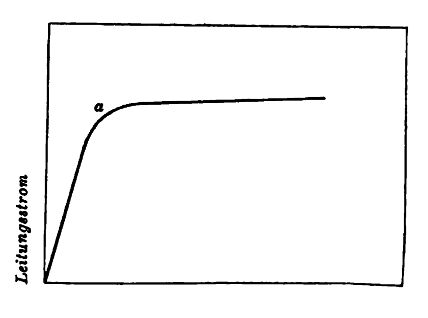
Ueber die Becquerel-Strahlen.

Ch. Henry. *Compt. rend.* **122.** *S. 312. 1896.* — G. H. Niewenglowski. *Compt. rend.* **122.** *S. 385. 1896.* — H. Becquerel. *Compt. rend.* **122.** *S. 420, 501, 559, 689, 762, 1086. 1896;* **128.** *S. 771. 1899;* **129.** *S. 716, 912, 996, 1205. 1899;* **130.** *S. 206, 809, 979. 1900.* — E. Rutherford. *Phil. Mag.* **47.** *S. 109. 1899.* — G. C. Schmidt. *Wied. Ann.* **65.** *S. 141. 1898.* — P. Curie u. S. Curie. *Compt. rend.* **127.** *S. 175. 1898;* **129.** *S. 714, 823. 1899.* — P. Curie, S. Curie und Bémont. *Compt rend.* **127.** *S. 1215. 1898.* — S. Curie. *Compt. rend.* **126.** *S. 1101. 1898;* **129.** *S. 760. 1899;* **130.** *S. 76. 1900.* — P. Curie. *Compt. rend.* **130.** *S. 73. 1900.* — Démarçay. *Compt. rend.* **127.** *S. 1218. 1898;* **129.** *S. 716. 1899.* — F. Giesel. *Wied. Ann.* **69.** *S. 91, 834. 1899; Physikal. Zeitschr. 1899. S. 16.* — E. de Haën. *Wied. Ann.* **68.** *S. 902. 1899.* — Debierne. *Compt. rend.* **129.** *S. 593. 1899.* — Lord Kelvin, Beattie, Smoluchowski de Smolan. *Phil. Mag.* **45.** *S. 277. 1898.* — Lord Kelvin. *Phil. Mag.* **44.** *S. 107. 1897.* — St. Meyer und E. v. Schweidler. *Anz. d. Kgl. Akad. d. Wiss., Wien 1899. Nr. 26; Physikal. Zeitschr. 1899. S. 113.* — J. Elster und H. Geitel. *Wied. Ann.* **66.** *S. 735. 1898;* **69.** *S. 83, 673. 1899; Physikal. Zeitschr. 1899. S. 11.* — J. Elster. *Verhandl. d. Deutsch. physikal. Gesellsch.* **2.** *S. 5. 1900.* — E. Dorn. *Abhandl. d. naturforsch. Gesellsch. zu Halle.* **22.** *1900.* — W. Crookes. *Nature* **58.** *S. 438. 1898.*

Bei der ersten Form der Röntgen-Röhren war das Emissionszentrum die phosphoreszirende Glaswand der Entladungsröhre, und man sah die Röntgen-Strahlen daher als durch den Phosphoreszenzvorgang bedingt an. Von dieser, wie wir jetzt wissen, irrigen Ansicht ausgehend, hat man Versuche angestellt, ob phosphoreszirende oder fluoreszirende Körper, wenn sie mit Licht bestrahlt werden, auch dessen Energie theilweise in Energie unsichtbarer, der Röntgen'schen ähnlicher Strahlung umsetzen. Zuerst veröffentlichte Ch. Henry Versuche, welche ihm gezeigt hatten, dass die Wirkung von Licht- und von Röntgen-Strahlen auf photographische Platten verstärkt wurde, wenn er die Rückseite der Platte bezw. eine aufgelegte Metallplatte mit Schwefelzink bestrich. Er fand auch, dass diese verstärkende Wirkung der Substanz durch schwarzes Papier nicht verhindert, und dass ein zwischen der Substanz und der Platte befindlicher Metalldraht durch das Papier hindurch abgebildet wird. Henry glaubte darin die Bestätigung einer von Poincaré ausgesprochenen Vermuthung zu erblicken, dass fluoreszirende Körper ausser sichtbarem Licht auch Röntgen-Strahlen aussenden. G. H. Niewenglowski veröffentlichte unmittelbar darauf Versuche, welche ihm die gleiche Wirkung von Schwefelkalzium auch durch lichtdichtes Papier hindurch gezeigt hatten. Hierdurch angeregt, prüfte H. Becquerel eine grössere Anzahl phosphoreszirender Substanzen bezüglich dieses Verhaltens und fand besonders bei den Uransalzen, deren sichtbare Phosphoreszenz eine sehr kurze Dauer hat, eine grosse Wirkung. Sein erster Versuch war der, dass er eine in einer Aluminiumkassette aufbewahrte photographische Platte, nachdem er sich überzeugt hatte, dass eine Exposition von einem ganzen Tag im Sonnenlicht keine Schwärzung der Platte beim Entwickeln zur Folge hatte, nunmehr den Sonnenstrahlen aussetzte, während sich ein Häufchen Uransalz auf der Aluminiumplatte befand. Schon nach 4 bis 5 Stunden Expositionszeit zeigte sich eine sehr kräftige Schwärzung der Platte, ja sogar das Bild eines zwischen Salz und Aluminiumplatte befindlichen Kupferkreuzes. Er fasste diese Wirkung in der Weise auf, dass durch die Sonnenstrahlen eine Hyperphosphoreszenz erzeugt würde, deren Strahlung Metalle zu durchdringen vermöge. Einem glücklichen Zu-

fall hat Becquerel die Auffindung der Thatsache zu danken, dass auch ohne Erregung durch Lichtstrahlen die Substanz fortgesetzt strahlt. Er hatte mehrere Platten im Vorrath für den Versuch im Sonnenlicht vorbereitet. Als die Sonne mehrere Tage lang bei schlechtem Wetter nicht zum Vorschein kam, entwickelte er die Platten in der Erwartung, nichts oder doch nur sehr schwache Bilder zu finden. In Wirklichkeit erhielt er nach der mehrere Tage dauernden Exposition eine sehr starke Schwärzung. Auch hieraus zog er noch nicht den für den Physiker unbequemen Schluss einer dauernden Ausstrahlung des Uransalzes aus sich selbst, sondern folgerte zunächst, es gäbe eine zweite, unsichtbare Phosphoreszenz, welche sehr viel länger andauerte, als die sichtbare.

Diese Entdeckung Becquerel's eröffnete der physikalischen Forschung ein neues grosses Arbeitsfeld. Becquerel selbst hat in einer grösseren Reihe von Untersuchungen die Eigenschaften der von der wissenschaftlichen Welt mit seinem Namen belegten Strahlen studirt. Für solche Untersuchungen, welche besonders in der ersten Zeit wegen der sehr geringen Intensität der Strahlung recht grosse Schwierigkeiten boten, wurden zwei Methoden in Anwendung gebracht. Erstens diejenige, welche zur Auffindung der Strahlen geführt hatte, die auf der Wirkung auf die vor Einfluss sichtbaren Lichts geschützte photographische Platte beruht. Diese Methode ist langwierig, wenn sie empfindlich sein soll. Weit rascher zum Ziele führend und bei geeigneter Versuchsanordnung auch empfindlicher und für quantitative Messungen mehr geeignet ist die elektrische Methode, die sich auf die von Becquerel gefundene Eigenschaft der Strahlen gründet, der Luft ein elektrisches Leitvermögen zu ertheilen. Diese Methode hat auch beim Studium der Röntgen-Strahlen grosse Dienste geleistet. Wenn man die eine gut isolirte Belegung A eines kleinen Plattenkondensators ladet, während die andere mit einem Elektrometer verbundene Belegung B zur Erde abgeleitet ist, so wird bei Aufhebung dieser Erdleitung das Elektrometer keinen Ausschlag geben. Sobald aber Becquerel-Strahlen in den Raum zwischen den Kondensatorplatten gelangen, so zeigt sich, dass Elektrizität von A auf B überfliesst, und zwar um so schneller, je intensiver die Strahlen sind. Das Zustandekommen dieses Stromes wird so erklärt, dass die Strahlen eine Spaltung der Gastheilchen in positive und negative Ionen bewirken, welche nun in dem elektrischen Felde nach entgegengesetzten Richtungen wandern und, an die Kondensatorplatten gelangend, ihre Ladung an diese abgeben. Eine Folge dieser Anschauung ist, dass der so entstehende elektrische Strom immer stärker werden muss, erstens je mehr Ionen erzeugt werden, d. h. je intensiver die Bestrahlung ist, dann aber auch bei gleichbleibender Intensität, wenn die Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten vergrössert wird. Es ist dies, wie die der Arbeit von Rutherford entnommene Kurve (vgl. d. Figur) zeigt, in der That der Fall. Mit wachsender Potentialdifferenz wächst die in einer Minute am Elektrometer erhaltene Ablenkung, d. h. der Leitungsstrom, aber nur bis zu einer bestimmten Grenze. An der mit a bezeichneten Stelle biegt die Kurve scharf um, um fast horizontal weiter zu verlaufen. Auch dies ist mit unserer Auffassung des Vorganges in Uebereinstimmung. Wenn nämlich bei einer gewissen Spannungsdifferenz zwischen den Platten die Geschwindigkeit der Theilchen so gross geworden ist, dass alle in einer Sekunde erzeugten Ionen auch in derselben Zeit durch das elektrische Feld an die Kondensatorplatten geschafft werden, so kann natürlich kein weiteres Wachsen des Stromes mehr stattfinden. Der so zu erhaltende Maximalstrom ist mithin der Anzahl der pro Zeiteinheit erzeugten Ionen, welche man als Maass für die Intensität der Strahlung annehmen kann, proportional.



Becquerel fand, dass nicht nur die Uransalze, sondern dass auch metallisches Uran, und zwar in noch stärkerem Maasse als seine Verbindungen, radioaktiv ist. Hieraus und

aus der Thatsache, dass die Verbindungen um so weniger wirksam sind, je kleiner der Gehalt an dem Element ist, ist auf eine am Uranatom haftende Eigenschaft der Materie zu schliessen. Dasselbe gilt, wie G. C. Schmidt fand, auch vom Thorium und seinen Verbindungen. Herr und Frau Curie stellten bei dem natürlich vorkommenden Uranpecherz eine noch stärkere Radioaktivität fest, als sie reines Uran besitzt. Als nothwendige Folge der eben genannten Anschauung schien ihnen dies darauf hinzudeuten, dass sich in diesem Erz ausser Uran noch stärker aktive Substanzen befinden müssten. Sie nahmen daher auf dem gewöhnlichen Wege eine Isolation der Elemente aus der Verbindung vor. Das Mineral wurde gelöst und eine Fällung mit Schwefelwasserstoff vorgenommen. Der *Pb*, *Bi*, *Cu*, *As*, *Sb* enthaltende Niederschlag war stark aktiv. Der wirksame Theil zeigte sich als unlöslich in Schwefelammonium, konnte also mit Hülfe dieses Reagens von Arsen und Antimon getrennt werden. Der ungelöste Rückstand wurde nun in Salpetersäure gelöst, das Blei mit Schwefelsäure gefällt, sodass nur noch *Cu*, *Bi* und der aktive Stoff in Lösung war. Die beiden letzteren sind mit Ammoniak von *Cu* zu trennen, indem dasselbe gelöst bleibt. Die letzte Trennung des radioaktiven Bestandtheils vom *Bi* liess sich auf nassem Wege nicht mehr bewerkstelligen. Es konnte aber auf andere Weise ein noch stärker strahlendes Präparat erhalten werden, nämlich durch Erhitzen des Gemisches der Sulfate in einem Glasrohr. Dann sublimirte das aktive Sulfat eher über als das des Wismuths und setzte sich an den kälteren Stellen des Rohrs ab. Auf diese Weise gelang es, ein Präparat zu erzielen, welches über 400-mal so stark als Uranmetall strahlte. Die Curie's schlugen für das hier vermuthete neue Element zur Ehrung des Vaterlandes der Entdeckerin den Namen Polonium vor. Es ist bisher nicht gelungen, mit Ausnahme der etwas niedereren Sublimationstemperatur und eben des Strahlungsvermögens, irgend einen Unterschied des Poloniums vom Wismuth zu finden. Démarçay untersuchte eine Probe auf das Spektrum, konnte aber keine neuen Linien darin entdecken. Etwa ein halbes Jahr später veröffentlichten Herr und Frau Curie in Gemeinschaft mit G. Bémont Versuche, welche sie zur Auffindung noch einer anderen in der Pechblende enthaltenen stark radioaktiven Substanz geführt hatten. Während das Polonium ganz die Eigenschaften des Wismuth zeigt, ist der neu aufgefundene Stoff vom Baryum chemisch kaum zu unterscheiden und wird also auf demselben Wege wie dieses und mit ihm zusammen erhalten. Es wird nicht durch Schwefelwasserstoff, Schwefelsäure, Ammoniak gefällt, das Sulfat ist unlöslich in Wasser sowohl wie in Säuren, das Karbonat unlöslich in Wasser; das Chlorid, welches in Wasser sich leicht löst, ist unlöslich in konzentrirter Salzsäure oder Alkohol. Trotz aller dieser mit denen des Baryums identischen Eigenschaften, muss es aus mehreren Gründen doch für ein eigenes Element gehalten werden. Erstens schon aus dem Grunde, dass Baryum in keiner seiner Verbindungen Radioaktivität zeigt; dann aber auch, weil es möglich ist, zwar nicht den Stoff vom Baryum ganz zu trennen, wohl aber eine Substanz herzustellen, welche einen sehr viel grösseren prozentischen Gehalt an dem aktiven Stoff besitzt, und zwar dies vermöge der einzigen von der entsprechenden des Baryums etwas verschiedenen Eigenschaft, dass nämlich das Chlorid des neuen Elements etwas unlöslicher in Alkohol-Wasser-Gemischen ist als das des Baryums. Wenn man daher die durch chemische Behandlung gewonnene Mischung beider Chloride, welche etwa 60-mal so stark als Uran wirkt, in Wasser löst und mit etwas Alkohol versetzt, so zeigt die zu allererst ausgefällte Salzmenge eine bedeutend grössere Radioaktivität, und man kann so leicht grössere Mengen eines Präparates erhalten, welches 900-mal so starke Strahlung besitzt als das reine Uran. Ein solches bringt einen Fluoreszenzschirm schon zu so hellem Leuchten, dass es in einem grösseren Raum von vielen Personen gleichzeitig gut gesehen werden kann. Die besten von den Curie's auf diesem Wege gewonnenen Präparate haben, wie sie angeben, eine etwa 50 000-mal so grosse Wirksamkeit als das Uranmetall. Das hier vermuthete neue Element ist von ihnen Radium genannt worden. Seine Natur als unbekanntes Element ist auch bald darauf nachgewiesen worden, indem Démarçay in dem Spektrum des Salzes ausser den Linien des Baryums helle, bisher nicht bekannte Linien, besonders eine bei der Wellenlänge 381,5 $\mu\mu$ entdeckte. Bald darauf führte auch Frau S. Curie diesen Nachweis, indem sie durch

Atomgewichtsbestimmungen des Baryums an Präparaten der verschiedensten Wirksamkeit fand, dass das mittlere Atomgewicht mit wachsender Radioaktivität zunahm; so wurde z. B. bei einem Präparat, dessen Aktivität gleich dem 7500-fachen der des Urans war, schon das Atomgewicht 146 gefunden, während das des inaktiven Baryums nur 138 beträgt. Die Bestimmungen waren hierbei auf eine halbe Einheit genau.

In Deutschland unternahm F. Giesel in Braunschweig zuerst die Herstellung der radioaktiven Substanzen im Grossen. Die Firma de Haën bei Hannover bringt auch ein nach Giesel's Verfahren aus Uranrückständen gewonnenes radioaktives Brombaryum in den Handel. Die Becquerel-Strahlung dieses Produktes ist nicht sehr bedeutend; ihm eigenthümlich ist aber eine lebhafte Phosphoreszenz in den eigenen Strahlen. Ganz neuerdings hat Debierne aus der Pechblende noch ein drittes, stark radioaktives Element ausgeschieden, welches der Eisengruppe angehört, in seinen Eigenschaften dem Titan gleichkommt; er nennt es Aktinium.

Was die Eigenschaften der Becquerel-Strahlen anbetrifft, so sind die meisten und ganz besonders die zuerst auffallenden denen der Röntgen-Strahlen durchaus ähnlich. Es gilt dies besonders von der Fähigkeit, viele Substanzen zur Fluoreszenz bezw. Phosphoreszenz zu erregen, sowie von dem Vermögen, lichtundurchlässige Körper zu durchdringen. Es ist ferner, wie die Röntgen-Strahlung, so auch diejenige, welche von radioaktiven Körpern ausgeht, inhomogen. Bei den Röntgen-Strahlen ist die Mannigfaltigkeit und Verschiedenheit der Strahlen bekannt. Man spricht von harten und weichen Röntgen-Röhren. Die von ersteren ausgehende Strahlung ist sehr durchdringend, giebt deswegen auf dem Leuchtschirm keine guten Bilder, z. B. eines Handskeletts, weil die Strahlen auch die Knochen leicht durchdringen. Zu weiche Röhren geben nicht bessere Bilder, weil hier umgekehrt schon das Fleisch die stark absorbirbaren Strahlen aufhält. Auch ein und dieselbe Röhre sendet gleichzeitig sehr verschieden absorptionsfähige Strahlen aus. Genau so, vielleicht noch ausgeprägter, ist das Verhalten der Becquerel-Strahlen. Den harten Röntgen-Strahlen entsprechen hier die Strahlen des Radiums, den weichen die des Poloniums. Während die Radiumstrahlung so leicht Bleiplatten von über 1 *cm* Dicke zu durchdringen vermag, dass noch ein guter Theil der Leuchtwirkung am Baryumplatinzyanürschirm bestehen bleibt (was meines Wissens bei den allerhärtesten Röntgen-Strahlen nicht mehr, und sicher nicht in solchem Verhältniss, der Fall ist), wird die des Poloniums, wie die ausserordentlich weichen Röntgen-Strahlen, bereits durch ein zwischengeschobenes Holzbrettchen von wenigen *mm* Stärke fast gänzlich aufgehalten. Ebenso ist auch die von ein und demselben Präparat ausgehende Strahlung nicht gleichartig. So entwerfen z. B. die durch 12 *mm* starkes Blei gegangenen Strahlen eines Radiumpräparates keinen Schatten der Hand mehr, dagegen wohl von einem Körper, der dichter ist als Blei, z. B. von Gold. Die Inhomogenität der Uranstrahlung ist durch Absorptionsbeobachtungen zuerst von Rutherford, weiterhin an stärker strahlenden Substanzen von St. Meyer und E. v. Schweidler, sowie von Frau S. Curie messend verfolgt worden.

Wenn Röntgen-Strahlen auf einen festen Körper auftreffen, so ist dies Veranlassung für Entstehung einer neuen sekundären von dem Körper nach allen Seiten ausgesandten Strahlenart. Es ist dies wahrscheinlich keine oder zum wenigsten nur theilweise eine diffuse Reflexion, da die neuen Strahlen in Bezug auf Absorption sich vollkommen anders verhalten als die primären sie erzeugenden. Das Analoge findet auch bei den Becquerel-Strahlen statt, nur noch in weit stärkerem Maasse. Die Folge davon ist, dass sie bei photographischen Aufnahmen von Gegenständen diese weniger scharf wiedergeben als die Röntgen-Strahlen. Bei dieser Erscheinung der sekundären Emission ist eine grosse Verschiedenheit im Verhalten der Röntgen- und der Becquerel-Strahlen zu bemerken. Während nämlich die Strahlung eines von ersteren getroffenen festen Körpers sofort nach dem Aufhören der erregenden Strahlung auch verschwindet, besteht die sekundäre Emission von Becquerel-Strahlen, wie die Curie's fanden, noch lange, mehrere Stunden lang fort. Bringt man einen inaktiven Körper einem stark radioaktiven so nahe, dass nur eine sehr geringe Luftschicht zwischen

der unbedeckten Substanz und dem bestrahlten Körper bestehen bleibt, und setzt auf diese Weise den ersteren längere Zeit einer kräftigen Becquerel-Strahlung aus, so ist er nach einigen Tagen radioaktiv geworden und behält diese Eigenschaft eine Zeit lang bei, auch wenn man ihn einer sorgfältigen Reinigung durch Abwaschen unterzieht. Becquerel, welcher auch dieselbe Erscheinung fand, führt dagegen an, dass beim Flussspath diese induzirte Strahlung durch Abwaschen vernichtet würde. Giesel hält es für nicht ausgeschlossen, dass die Existenz des Poloniums durch die sekundäre Strahlung nur vorgetäuscht wird.

Fast genau die gleichen Erscheinungen zeigen sich in Gasen bei der Bestrahlung mit Röntgen- oder Becquerel-Strahlen. Unter dem Einfluss beider wird, wie oben schon erwähnt, das Gas elektrisch leitend, durch beide wird es in Ionen zerlegt. Die Beweglichkeit dieser Ionen ist in beiden Fällen gleich gross, im einen wie im anderen die des negativen Ions etwas grösser als die des positiven. Die hier gewonnenen speziellen Resultate verdanken wir im Wesentlichen Lord Kelvin, J. J. Thomson und seinen Schülern, insbesondere Rutherford. Bedauerlich ist, dass des Letzteren sehr ausführliche Untersuchungen noch mit den wenig aktiven Uransalzen angestellt sind. Wie Wilson zeigte, sind die durch Becquerel-Strahlen gleich den durch Röntgen-Strahlen erzeugten Ionen Kondensationskerne. Eine Ozonisirung der Luft, wie sie die Curie's an den neuesten, am stärksten radioaktiven Präparaten wahrgenommen haben, ist bei Röntgen-Strahlen nicht bekannt. Ein in manchen Hinsichten ähnliches Verhalten wie die Röntgen- und Becquerel-Strahlen zeigen, wie Lenard jüngst (*Ann. d. Physik 1. S. 486. 1900*) durch ausserordentlich interessante Versuche festgestellt hat, die sehr kurzwelligen Lichtstrahlen des äussersten mit unseren Hülfsmitteln noch erkennbaren ultravioletten Spektralgebietes. Auch sie machen die Luft leitend und veranlassen Ozonbildung.

Eine weitere elektrische Wirkung haben die Becquerel-Strahlen mit der von Röntgen-Strahlen und kurzwelligem Licht ausgeübten gemein. Man kann in der bekannten Hertz'schen Anordnung zum Nachweis des Einflusses ultravioletten Lichtes auf die Funkenentladung den aktiven Funken, den auch eine Röntgen-Röhre mit demselben Erfolg vertritt, ebenfalls durch ein radioaktives Präparat ersetzen. Es läuft diese Erscheinung auf die Aufhebung der Verzögerung bei der Funkenentladung hinaus.

Ferner schlägt die Büschel- und Funkenentladung einer Influenzmaschine zwischen einer Kugel als Anode und einer leitenden Scheibe als Kathode in Glimmentladung um, sobald der Raum zwischen den Elektroden von Röntgen-Strahlen oder kräftigen Becquerel-Strahlen getroffen wird.

Bei allen diesen vielen Aehnlichkeiten der Röntgen- und Becquerel-Strahlen war es umso auffallender, als von Giesel und von St. Meyer und v. Schweidler, sowie kurz darauf von Becquerel eine Eigenschaft der letzteren aufgefunden wurde, welche den Röntgen-Strahlen fehlt, und welche einen ganz fundamentalen Unterschied der beiden Strahlenarten bedeutet, nämlich die magnetische Ablenkbarkeit. Schon Elster und Geitel zeigten, dass die Entladung eines Elektroskops wesentlich durch die Erregung eines magnetischen Feldes beeinflusst wird. Die Frage, ob dies die Folge einer Ablenkung der Strahlen oder der elektrischen Stromlinien bedeutete, glaubten sie in dem Sinne beantworten zu müssen, dass nur letzteres stattfindet. Ein Leuchtfleck, welchen die von demselben Präparat ausgehenden Strahlen auf einem Baryumplatinzyanürschirm hervorriefen, änderte seine Lage bei Erregung des Magnetfeldes nicht.

Becquerel zeigte, dass nicht alle radioaktiven Präparate im Magnetfeld ablenkbare Strahlen liefern, und Curie fand weiter, dass Polonium nur unablenkbare, Radium zum grössten Theil auch solche, daneben aber auch ablenkbare aussendet. Es ist deshalb das negative Resultat von Elster und Geitel, welche zu dem Versuch ein aktives Chlorbaryum, also ein Radiumpräparat, verwandten, nur so zu erklären, dass der Antheil der Radiumstrahlen an dessen Gesammtstrahlung ein sehr kleiner war.

St. Meyer und v. Schweidler stellten fest, dass die Strahlen analog den Kathoden-

strahlen im Sinne einer negativen Elektrizitätsbewegung in der Richtung ihrer Fortpflanzung abgelenkt werden. Es wurde dieses Resultat durch Versuche von Warburg mit dem besten auf mehrere Zentimeter Entfernung noch den Fluoreszenzschirm zum Leuchten bringenden Giesel'schen Präparat bestätigt und noch einwandsfreier hingestellt.

Die Thatsache einer solchen magnetischen Ablenkung führte dahin, die von radioaktiven Substanzen ausgehende Strahlung als eine Art von Kathodenstrahlen anzusehen, trotz der so grossen Verschiedenheiten in vielen Eigenschaften und der andersartigen Entstehungsweise. Schon vor der Auffindung der magnetischen Ablenkbarkeit war ein in einigen Punkten dem der Kathodenstrahlen ähnliches Verhalten der Becquerel-Strahlen aufgefunden worden. So z. B. die Fähigkeit, manchen Substanzen das durch Erhitzen verloren gegangene Thermolumineszenzvermögen wiederzugeben, ferner auch die Eigenthümlichkeit, eine grosse Anzahl von farblosen Stoffen, wie z. B. Glas, Steinsalz u. a. m. zu färben. Es sind dies aber nicht weiter charakteristische Eigenschaften, welche auch auf das Wesen der Strahlung keinen Schluss gestatten. Anders verhält es sich mit den Untersuchungen, welche der Entdeckung des magnetischen Einflusses folgten.

Aus dem Vorhandensein der magnetischen Ablenkung folgt mit Nothwendigkeit, dass die Becquerel-Strahlen mit einem Elektrizitätstransport verbunden sein müssen. Versuche, welche nach dem Nachweis dieser Ladung strebten, sind mehrfach vergeblich angestellt worden; ein mit einem bestrahlten Metallstück verbundenes Elektrometer zeigt keine Ladung an. Die Curie's erklärten das Ausbleiben dieser Ladung dadurch, dass jede durch die Strahlen herbeigeführte Elektrizitätsmenge durch die durch dieselben Strahlen leitend gewordene Luft wieder hinweg geführt wird. Demgemäss müsste man eine Wirkung erhalten, wenn man die Strahlen im Vakuum verlaufen lässt, oder einfacher, wenn man das Metall vollständig mit einer Schicht eines festen Isolators, z. B. mit einer Paraffinhaut überzieht. Eine solche wird weder durch Bestrahlung mit Röntgen- noch mit Becquerel-Strahlen zu einem Leiter. Den letzteren Fall haben die Curie's verwirklicht und eine mit der Zeit stetig wachsende negative Ladung einer mit Paraffin überzogenen Messingplatte beobachtet. Von einem sehr stark wirkenden Präparat von 2 *qcm* Oberfläche und 2 *mm* Dicke ging pro Sekunde eine Elektrizitätsmenge gleich 10^{-11} Coulomb aus. Der Ladungsstrom war also sehr gut messbar; er betrug 10^{-11} Amp., d. i. ein Strom, der einen Kondensator von $^1/_{100}$ Mikrofarad, d. h. eine leidlich grosse Leydener Flasche, in etwas über 16 Minuten auf 1 Volt lädt und eine Metallkugel von 1 *cm* Radius schon in 1 Min. auf etwa 600 Volt. Herr und Frau Curie haben ferner auch gefunden, was eine nothwendige Folge des Verlustes negativer Elektrizität ist, dass die Substanz selbst sich fortdauernd positiv ladet.

Bezüglich der magnetischen Ablenkung verhalten sich auch in quantitativer Hinsicht, wie Becquerel gezeigt hat, die Radiumstrahlen ähnlich den Kathodenstrahlen. Aus der Emissionstheorie der letzteren folgt, dass, wenn ein Kathodenstrahl senkrecht zu den Kraftlinien eines homogenen magnetischen Feldes verläuft, er eine gekrümmte Bahn beschreibt, dergestalt, dass das Produkt Feldstärke mal Krümmungsradius gleich ist dem Produkt aus der Geschwindigkeit der Kathodenstrahltheilchen in den Quotienten aus Masse und Ladung derselben, $H\varrho = \frac{m}{\varepsilon} v$. Dieses Produkt hat für Kathodenstrahlen mittlerer Geschwindigkeit nach den Messungen von Thomson, von Kaufmann und Simon einen Werth von etwa 300, für Kathodenstrahlen, welche ein dünnes Metallblatt passirt haben, nach Lenard'schen Bestimmungen, von etwa 1100. Dasselbe Produkt Feldstärke mal Krümmungsradius für Radiumstrahlen im Magnetfeld gebildet ergiebt einen der letzteren Zahl etwa gleichen Werth, nämlich etwa 1500. Bei Kathodenstrahlen kennt man ausser dem Produkt $\frac{m}{\varepsilon} v$ auch die für die Bildung der Strahlen verwandte Energie, mithin die Grösse $\frac{m}{\varepsilon} v^2$. Jedes Kathodenstrahltheilchen hat nämlich seine kinetische Energie $\frac{1}{2} m v^2$ erlangt, dadurch dass seine Ladung vom Potential der Kathode, d. h. dem Entladungspotential V, an eine Stelle vom Potential 0

transportirt ist, was einem Verlust εV an potentieller Energie entspricht. Es folgt hieraus, dass $\frac{m}{\varepsilon} v^2 = 2 V$ sein muss. Es ist also aus der Messung der magnetischen Ablenkung, wenn sie mit der Messung des Entladungspotentials verbunden ist, direkt die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen bestimmbar. Dies ist bei Radiumstrahlen erst dann möglich, wenn man ausser der magnetischen Ablenkung auch die durch ein elektrisches Feld bewirkte messen könnte; denn es lässt sich leicht zeigen, dass die Ablenkung eines Strahles, der senkrecht zu den Kraftlinien eintritt und in einem Abstande l von der Eintrittsstelle auf einem zu seiner ursprünglichen Richtung senkrechten Schirm aufgefangen wird, ganz analog der Fallhöhe eines horizontal abgeworfenen Körpers, gleich ist

$$y = \frac{\varepsilon F l^2}{2 m v^2}.$$

Mit der Kenntniss der Ablenkung y in einem gemessenen elektrischen Felde F ist mithin diejenige des Produktes $\frac{m}{\varepsilon} v^2$ verbunden. Für Kathodenstrahlen war umgekehrt die Grösse der elektrostatischen Ablenkung vorauszusagen und hat sich auch in Wirklichkeit gleich dem berechneten Werth ergeben. Sie ist für die experimentell herzustellenden elektrischen Felder ziemlich gering, aber bei den langen Wegstrecken, durch welche man Kathodenstrahlen beobachten kann, leicht zu messen. Anders bei den Strahlen radioaktiver Substanzen, falls diese die gleiche Geschwindigkeit, wie die Kathodenstrahlen besitzen. Es ist dies eine Schwierigkeit, auf welche Becquerel schon hinwies. Wenn man nämlich bei den hier nur meist in Betracht kommenden kurzen Wegstrecken, durch welche hindurch man noch eine deutliche Wirkung der strahlenden Substanz erhält, eine nur einige Millimeter betragende Ablenkung erhalten will, so müsste man Felder anwenden, wie sie in freier Luft nicht mehr herstellbar sind. Viele Versuche eine elektrische Ablenkung nachzuweisen sind auch in der That resultatlos verlaufen. Erst in letzter Zeit ist es Dorn mit einem vorzüglichen Giesel'schen Präparat, mit welchem er noch auf über 9 *cm* eine Wirkung auf den Fluoreszenzschirm erhielt, gelungen, eine schwache Ablenkung zu sehen, und kurz darauf glückte es Becquerel, dieselbe auch ziemlich genau zu messen. Die Anordnung war hierbei die, dass ein schmales Bündel Radiumstrahlen nach dem Passiren zwischen zwei Kondensatorplatten auf eine über letzteren befindliche photographische Platte wirkte. Die Ablenkung, welche das Strahlenbündel erfuhr, wurde durch Verschiebung des Eindrucks auf der photographischen Platte an einem als Schatten gespannter feiner Drähte sich mitabbildenden Netzwerk gemessen. Die mittlere Verschiebung betrug bei einem Potentialunterschied der Kondensatorplatten von 10000 Volt etwa 0,4 *cm*.

Es ist hier zu sagen „mittlere Verschiebung"; denn Becquerel fand, dass bei der elektrostatischen sowohl wie auch bei der magnetischen Ablenkung die Strahlung des Radiums fächerartig auseinander gebreitet wird, eine Erscheinung, welche man bei Kathodenstrahlen auch beobachten kann, wenn man sie mit einem Induktor erzeugt. In diesem Fall ist die Kathodenstrahlung nicht homogen, es entsteht, wie Birkeland sich ausdrückt, ein Kathodenstrahlen-Spektrum. Wenn man also aus der magnetischen und der elektrischen Ablenkung der Radiumstrahlen ihre Geschwindigkeit berechnen will, so tritt hier insofern eine Schwierigkeit hindernd ein, als man nicht weiss, welche Grössen der beiden Ablenkungen einander entsprechen, derselben Strahlenart angehören. Dieses Hinderniss überwand Becquerel auf sehr sinnreiche Weise durch Benutzung der verschiedenen Absorbirbarkeit der verschieden abgelenkten Strahlen. Er liess das elektrostatische wie das magnetische Radiumstrahlen-Spektrum vor dem Auftreffen auf die photographische Platte erst ein dünnes Aluminiumblättchen passiren. Beide Spektra zeigten sich auf der meist abgelenkten Seite verkürzt und ziemlich scharf begrenzt, d. h. es werden die ablenkbaren Strahlen stärker absorbirt als die weniger abgelenkten. Es ist dies auch wieder eine Eigenschaft, welche sich genau in gleicher Weise bei den Kathodenstrahlen zeigt. Aus dem Vergleich der Ablenkungen der gerade nicht mehr absorbirten Grenzstrahlen wurde die Geschwindigkeit der-

selben zu $1{,}6 \cdot 10^{10}$ *cm/sek* berechnet, sowie das Verhältniss Ladung durch Masse der Radiumstrahlentheilchen zu 10^7. Beides sind Zahlen der gleichen Grössenordnung wie die entsprechenden für Kathodenstrahlen.

Wenn man Kathodenstrahlen in ein gleich oder entgegengesetzt gerichtetes elektrisches Feld eintreten lässt, so erfahren sie darin eine Verlangsamung bezw. Beschleunigung, was sich, wie Des Coudres gezeigt hat, durch eine Aenderung der Fluoreszenzhelligkeit eines von ihnen getroffenen Leuchtschirmes kundgiebt. Wie Dorn unlängst mitgetheilt hat, ist ihm dieser Versuch mit gleichem Erfolg auch bei Radiumstrahlen gelungen.

Die angeführten Betrachtungen zeigen, dass wir in den Becquerel-Strahlen eine der von der Kathode einer Entladungsröhre ausgehenden durchaus verwandte Strahlungsart vor uns haben, welche aber in Folge der vielen der Röntgen'schen Strahlung ähnlichen Eigenschaften einen Uebergang zu den letzteren zu vermitteln scheint. Die Theorien, welche die wissenschaftliche Welt vorläufig für die Kathoden- und für die Röntgen-Strahlen angenommen hat, sehen beide als vollkommen verschiedene Dinge an, welche nur insofern Beziehung zu einander haben, als die Existenzen beider miteinander verbunden sind. Die in den letzten Jahren veröffentlichten Untersuchungen aus dem Gebiet der Kathodenstrahlen, insbesondere diejenigen von J. J. Thomson und von Kaufmann haben für diese Strahlen die sogenannte Emissionstheorie sehr wahrscheinlich gemacht. Es findet nach dieser in dem starken Potentialgefälle an der Kathode eine Spaltung irgend welcher Materie in positiv und negativ geladene Theilchen statt, über deren Natur man sich noch keine rechte Vorstellung machen kann, welche aber von der Beschaffenheit der Kathode oder des Gases unabhängig sind. Diese Theilchen werden in dem starken elektrischen Feld an der Kathode nach vorwärts bezw. rückwärts geschleudert und bilden so die Kathoden- und die Kanalstrahlen. Die letzteren werden auf eine grössere Strecke hin erst sichtbar, wenn die Kathode Oeffnungen hat, sonst werden sie vom Kathodenmaterial absorbirt. Röntgen-Strahlen entstehen stets bei dem Auftreffen der Kathodenstrahlen auf feste Körper. Man sieht sie an als die elektromagnetische Störung, welche durch den plötzlichen Anprall der negativen Theilchen auf die Antikathode erzeugt wird. Beide Anschauungen lassen sich nur schwer auf die von radioaktiver Substanz ausgehende Strahlung ausdehnen. Eine Aussendung elektromagnetischer Störungen vom strahlenden Körper hätte allenfalls unsere Vorstellung befriedigen können, ohne dass wir deshalb sie zu erklären vermöchten. Denn höchst wahrscheinlich liegt das Energieäquivalent für die ausgesandte Strahlung doch in einer chemischen Veränderung der Substanz, und wir sehen ja täglich von brennenden, d. h. chemisch sich verändernden Körpern elektromagnetische Wellen in Form von Licht- und Wärmestrahlen ausgehen. Die Entdeckung der magnetischen Ablenkbarkeit und die daran anknüpfenden weiteren Versuche zeigten, dass diese Anschauung nicht annehmbar ist, solange die Möglichkeit einer magnetischen Ablenkung elektromagnetischer Störungen nicht bewiesen ist. Die vollkommene Uebereinstimmung in den charakteristischsten Erscheinungen mit den Kathodenstrahlen zwingt dazu, beide Strahlenarten als gleiche Vorgänge anzusehen und daher entweder die alle Erscheinungen gut erklärende Emissionstheorie der letzteren aufzugeben oder gewisser Materie eine neue, bisher ungekannte Eigenschaft zuzusprechen, nämlich die, beständig geladene, mit Masse begabte Theilchen mit annähernd der grossen Geschwindigkeit des Lichts auszusenden. Wie dies möglich ist, woher die Substanz die Fähigkeit nimmt, Trennung positiver und negativer Theilchen zu bewirken, und auf welche Weise diese Theilchen ihre Geschwindigkeit erhalten, darüber fehlt jetzt noch jede Vorstellung. Es ist auch nicht entschieden, ob der strahlende Körper aus sich heraus die Energie verausgabt oder von aussen ihm zugeführte in diejenige der unsichtbaren Strahlung verwandelt. Ersteres müsste eine chemische Veränderung nach sich ziehen. Der Umstand, dass man eine solche auch nach jahrelanger Radioaktivität nicht hat bemerken können, dass ferner die Wirksamkeit durch äussere Einflüsse, welche nach unseren Erfahrungen chemische Vorgänge wesentlich modifiziren, wie Erwärmung selbst bis zum Glühen oder Abkühlung, Belichtung u. A. m., nicht verändert wird, hat Veranlassung dazu gegeben, Theorien der zweiten Art aufzustellen. Crookes machte

die merkwürdige Hypothese, die radioaktiven Substanzen hätten die Eigenschaft, einen geringen Bruchtheil der lebendigen Kraft derjenigen Luft- oder Gasmoleküle aufzunehmen, deren Geschwindigkeit einen gewissen Betrag übersteigt, wenn diese ihre Oberfläche treffen. Die so dem Gase entzogene Energie werde dann in die der Becquerel-Strahlung verwandelt. Gegen diese Ansicht spricht indessen die Thatsache, dass ein radioaktives Präparat auch im äussersten Vakuum ungeschwächt strahlt. Nach Frau Curie soll der gesammte Raum von Strahlen ähnlich den Röntgen-Strahlen durchsetzt werden, die nur von gewissen Elementen, wie Thor, Uran u. s. w. mit sehr hohem Atomgewicht absorbirt und dabei theilweise in sekundäre, die Becquerel-Strahlen, verwandelt würden. Elster und Geitel prüften diese Annahme auf ihre Wahrscheinlichkeit dadurch, dass sie vergleichende Versuche mit ein und derselben strahlenden Substanz an der Erdoberfläche und am Boden eines Clausthaler Schachtes von 800 *m* Tiefe anstellten. Dort würden, wie sie meinten, die von Frau Curie vermutheten, die Atmosphäre erfüllenden Strahlen nicht mehr vorhanden sein. Es stellten sich bei den Versuchen keinerlei Unterschiede in den Strahlungsintensitäten heraus, und es ist deswegen auch diese Theorie nicht als wahrscheinlich anzusehen.

Es sind solche Spekulationen aber überhaupt nicht nöthig, sondern die Energiequelle der Becquerel-Strahlung ist doch wohl mit grosser Wahrscheinlichkeit in chemischen Umlagerungen zu suchen, obgleich solche sich bisher der Beobachtung entzogen haben. Die ausgestrahlten Energiemengen sind eben klein gegen die bei selbst geringfügigen chemischen Prozessen sich abspielenden Energieänderungen. Becquerel hat sie durch emissionstheoretische Betrachtungen aus seinen Messungen über die Ablenkbarkeit und den Bestimmungen der Curie's über die in der Zeiteinheit ausgesandte Elektrizitätsmenge berechnet. Die Energie der in 1 Sek. von dem radioaktiven Körper ausgesandten Theilchen ist, wenn N deren Zahl, gleich $\frac{1}{2} N m v^2$. Man erhält diese Grösse, wenn man die pro Zeiteinheit ausgesandte Elektrizitätsmenge Ne, welche nach den Curie's $4 \cdot 10^{-13}$ abs. Einh. beträgt, multiplizirt mit $\frac{1}{2} \cdot \frac{m}{e} v^2$, was sich aus der Messung der elektrostatischen Ablenkung, wie vorher bereits angeführt, berechnen lässt, und zwar als $2{,}57 \cdot 10^{13}$ ergeben hat. Es folgt hieraus das die Energie darstellende Produkt gleich 5,1 absoluten Arbeitseinheiten. In mechanischem Maass erscheint diese Zahl garnicht gering; bei vollkommener Umsetzung in mechanische Arbeit würde darnach die Substanz im Stande sein, die Hebung von 5 *mg* in einer Sekunde um ein Zentimeter zu bewirken. Die Kleinheit dieser Grösse wird erst durch die Betrachtung ersichtlich, dass erst in etwa 1000 Jahren soviel Energie ausgestrahlt wird, als der Verbrennung von 1 *ccm* Wasserstoff entspricht. Ebenfalls äusserst klein ist die in ähnlicher Weise zu berechnende pro Zeiteinheit ausgestrahlte Masse. Diese ist so gering, dass ein Milligramm der Substanz erst in einer Milliarde von Jahren verloren gehen würde. Ausgestrahlte Masse wie Energie sind hiernach von so minimaler Grösse, dass ein Nachweis irgend welcher Zustandsänderungen als Aequivalent für die letztere wohl nicht gelingen wird. *H. Starke.*

Ermittelung der Oberschwingung eines Drehstromes.

Von J. Zenneck. *Wied. Ann.* **69.** *S. 854. 1899.*

Der Drehstrom soll als Vierphasenstrom angenommen werden. Um das Diaphragma einer Braun'schen Röhre werden vier Spulen aufgestellt, deren Achsen rechte Winkel mit einander bilden. Zwei Spulen mit gemeinsamer Achse werden mit Wechselstrom derselben Phase beschickt, die in den beiden anderen Spulen fliessenden Ströme sind gegen die ersteren um 90 Grad verschoben.

Enthalten die Ströme ausser der Grundperiode noch die n-te Oberschwingung, so kann man die Ströme in den beiden Spulen durch die Formel darstellen

$$i_1 = A \sin \nu t + B \sin n \nu t$$
$$i_2 = A \cos \nu t + B \cos n \nu t.$$

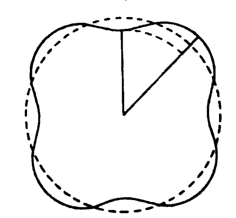
Die Komponenten der Bewegungen des Kathodenfleckes sind somit

$$x = a \sin \nu t + b \sin n \nu t$$
$$y = a \cos \nu t + b \cos n \nu t$$
$$\text{folglich} \quad x^2 + y^2 = a^2 + b^2 + 2 a b \cos (n - 1) \nu t.$$

Da die Komponente der Oberschwingung jedenfalls nur klein gegen diejenige der Grundschwingung ist, so ist annähernd

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = a + b \cos (n - 1) \nu t.$$

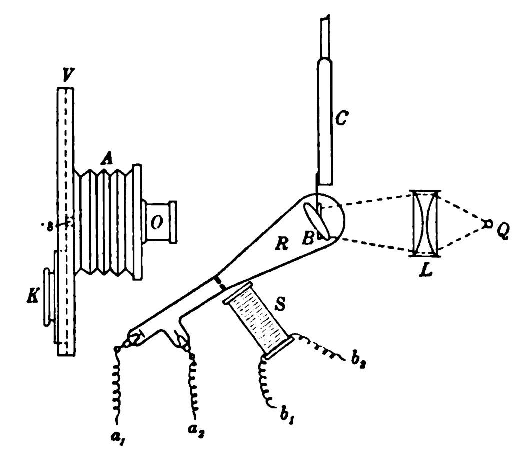
Diese Gleichung kann man folgendermaassen deuten: Enthält der Wechselstrom ausser der Grundschwingung die n-te Oberschwingung, so kann man sich die Kurve, die der Kathodenfleck beschreibt, dadurch entstanden denken, dass auf einer Kreisperipherie als Abszisse $n - 1$ Perioden einer Sinuslinie aufgetragen werden, deren Amplitude zum Radius des Kreises sich verhält, wie die Amplitude der Oberschwingung zu derjenigen der Grundschwingung ($b : a = B : A$). In der Figur ist der Fall dargestellt, dass ausser der Grundschwingung die fünfte Oberschwingung auftritt. Enthält der zu untersuchende Drehstrom noch andere Oberschwingungen, so ist die Methode nur anwendbar, wenn eine der Oberschwingungen den anderen gegenüber stark überwiegt. *E. O.*



Photographische Darstellung von Strom- und Spannungskurven mittels der Braun'schen Röhre.

Von A. Wehnelt und B. Donath. *Wied. Ann.* ***69.*** *S. 861. 1899.*

Wehnelt und Donath stellen einem photographischen Apparat A eine Braun'sche Röhre gegenüber. Der Winkel zwischen optischer Achse des Objektivs und Röhrenachse wird so klein gewählt, als es die bilderverzerrende Glaswand zulässt. Unmittelbar unter der Röhre ist eine Aluminiumblende B angebracht, die an der Zinke der elektromagnetischen Stimmgabel C befestigt ist. Die Stimmgabel macht 100 Schwingungen in der Sekunde. Ein Lichtbündel von der möglichst hellen Lichtquelle Q durchsetzt das Linsensystem L und fällt auf die Oeffnung der Blende B, die bei Erregung der Stimmgabel in vertikaler Richtung schwingt. a_1 a_2 sind mit den Polen einer vierplattigen Influenzmaschine, b_1 b_2 mit dem zu untersuchenden Stromkreise verbunden. In der Rückwand des photographischen Apparates ist ein schmaler Spalt s eingeschnitten, in welchem das Bild des Kathodenfleckes und das der Aluminiumblende über einander erscheinen. Wird ein Wechselstrom durch die Spule S geschickt und die Stimmgabel erregt, so werden beide Bilder zu vertikalen Streifen auseinandergezogen. Die photographische Platte befindet sich in der Kassette K. Letztere kann in einer Schlittenführung von etwa dreifacher Kassettenlänge am Schlitz s vorübergeführt werden. Die Bewegung kann mit der Hand erfolgen, da die Stimmgabelkurve eine Bewerthung jedes Kurvenelementes nach der Zeit erlaubt.



Die Verfasser geben Abbildungen von folgenden Stromkurven: Stromkurve eines Deprez-Unterbrechers und des elektrolytischen Unterbrechers, Induktionsspule mit magnetisch übersättigtem Eisenkern im Stromkreise des elektrolytischen Unterbrechers, Einfluss der Kapazität bezw. von Selbstinduktion und Kapazität an den Klemmen des elektrolytischen

Unterbrechers, Schwingungen eines Systems bestehend aus Selbstinduktion und Kapazität, gewöhnliche Wechselstromkurve einer Maschine, Umformung eines Sinusstromes in pulsirenden Gleichstrom mittels Graetz'scher Zellen, Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung. *E. O.*

Ueber eine objektive Darstellung der Hysteresiskurven bei Eisen und Stahl.

Von Knut Ångström. *Oefversigt af Kongl. Vetenskaps-Akadem.-Förhandlingar 1899. S. 251.*

Ångström benutzt eine Braun'sche Röhre zur Darstellung der Hysteresiskurve des Eisens. Zu dem Zwecke ordnet er rings um das Diaphragma der Röhre unter rechten Winkeln vier Spulen $S\,S_1\,M\,M_1$ (Fig. 1) an, von denen die „Indikatorspulen" $S\,S_1$ auf Holz, die Magnetisirungsspulen $M\,M_1$ auf Glas gewickelt sind. Sämmtliche Spulen werden nach einander von demselben Strom durchlaufen und zwar so, dass die magnetischen Wirkungen der Spulen $S\,S_1$ auf die Kathodenstrahlen einander verstärken, diejenigen der Spulen $M\,M_1$ einander aufheben.

Wird nun in eine der Spulen M_1 die zu untersuchende Eisenprobe gebracht, so erhält der Kathodenfleck auf dem Schirm senkrecht zur Achse der Spulen $S\,S_1$ eine Ablenkung, die proportional dem magnetisirenden Strome ist und senkrecht zu dieser Richtung eine

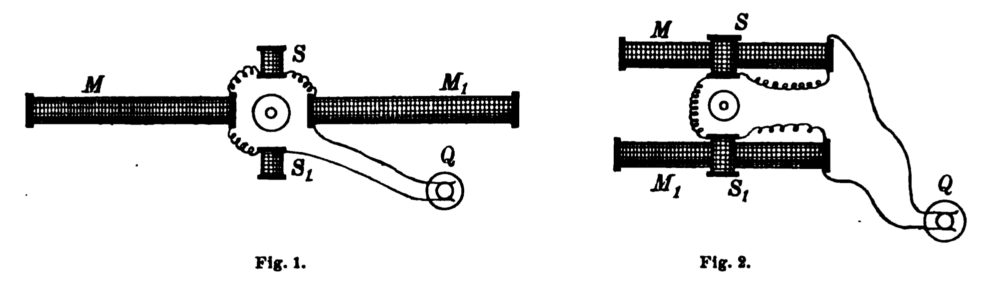


Fig. 1. Fig. 2.

Ablenkung, die dem magnetischen Moment des Stabes proportional ist; der Fleck beschreibt daher die Magnetisirungskurve der betreffenden Eisenprobe. Bei einigen Versuchen hat Ångström die Magnetisirungsspulen einander parallel in gleichen Abständen vom Diaphragma in symmetrischer Lage zu der Röhre angeordnet (Fig. 2). Als Stromquelle wurde eine Akkumulatorenbatterie benutzt, um die statische Schleife aufzunehmen; alsdann wurden die Spulen mit Wechselstrom von 20 oder 60 Perioden beschickt; dieser Strom wurde einer kleinen Siemens'schen Wechselstrommaschine für Handbetrieb entnommen. Die Kurven wurden photographisch aufgenommen.

Die vier untersuchten Eisenproben hatten folgende Beschaffenheit:

a) Stab von 10 *cm* Länge, 0,3 *cm* Durchmesser, 0,2 % Kohlegehalt, ausgeglüht, von Bofors in Schweden;

b) Stab von 10 *cm* Länge, 0,3 *cm* Durchmesser, 0,8 % Kohlegehalt, gehärtet, von Bofors in Schweden;

c) Bündel von ausgeglühten, sehr weichen Eisendrähten, Länge 10 *cm*, Durchmesser jedes Drahtes 0,082 *cm*;

d) Ganz ähnliches Bündel, von einem Messingrohr umgeben, äusserer Durchmesser des Rohres 0,48 *cm*, innerer 0,30 *cm*.

Von diesen vier Proben wurden die Hysteresisschleifen bei statischer Magnetisirung, bei Magnetisirung durch einen Wechselstrom von 20 Perioden und durch einen solchen von 60 Perioden in der Sekunde abgebildet.

Bei massiven Stäben von weichem Eisen ändern sich mit zunehmender Wechselzahl die Schleifen sehr stark, bei solchen aus hartem Eisen nur unbedeutend. Bei dem Eisenbündel ohne Messingrohr erhält man in allen drei Fällen ziemlich dieselbe Kurve. Ist dagegen das Bündel mit einem Messingrohr umgeben, so ist die Veränderung ungefähr dieselbe wie bei dem Stabe aus weichem Eisen. Daraus kann man schliessen, dass die Ver-

änderungen, die sich bei dem massiven Eisenstab zeigten, lediglich durch Wirbelströme im Eisen hervorgerufen werden. Eine wirkliche Veränderung der Hysteresiskurve scheint also bei diesen niedrigen Wechselzahlen nicht statt zu finden. (Vgl. die Arbeit von Maurain, *diese Zeitschr.* **19.** *S. 61. 1899.*) *E. O.*

Tachymeter-Strahlenzieher von E. Puller.

Neben allen neueren Instrumenten zum Auftragen von Polarkoordinaten für feinere Tachymetermessung (vgl. z. B. *diese Zeitschr.* **20.** *S. 122. 1900*) ist das Bedürfniss eines möglichst *einfachen* und *billigen* Werkzeugs dieser Art für die Kleinpunkte der topographischen Tachymetrie bestehen geblieben und es werden immer neue, in Einzelheiten abgeänderte Formen dafür angegeben. Das vorstehend angezeigte Instrumentchen, dem Ingenieur E. Puller in St. Johann bei Saarbrücken durch D.R.G.M. Nr. 123269 geschützt und von ihm zu beziehen, besteht aus dem üblichen Kartonhalbkreis (der gegen sonstige Modelle so durchbrochen ist, dass ausser der Durchmesserspeiche nur noch eine gegen den Punkt 90° der Kreistheilung gerichtete Speiche vorhanden ist) mit Mittelpunktsbefestigung durch Nadel, in halbe Grade zerlegt und zweimal von rechts nach links von 0° bis 180° und (roth) von 180° bis 360° beziffert. Die rechte Hälfte der Durchmesserspeiche trägt eine Längentheilung in 1:2500 (kleinster Theil 2 *m* entsprechend, also mehr als genügend eng getheilt); der getheilte Rand des Halbkreises hat 13 *cm* Halbmesser, sodass jene Vektortheilung bis 300 *m* gehen kann. Um nun aber, und hierin liegt die Abweichung gegen sonstige Werkzeuge dieser Art, an demselben Halbkreis auch noch eine zweite Vektortheilung, und zwar für 1:1000, zu haben, ist die obenerwähnte, nach 90° gerichtete Speiche über den Mittelpunkt des Halbkreises hinaus verlängert (und durch einen schiefliegenden Kartonstreifen genügend versteift) derart, dass auf der durch den Mittelpunkt gehenden Kante der Verlängerung die Längentheilung 1:1000 bis 250 *m* Raum findet; der kleinste Theil entspricht hier 1 *m*. Beim Gebrauche dieser Längentheilung beim Auftragen wird man sich nur für die am Theodolit abgelesene Richtung 0 eine besondere, von der wirklichen Nullrichtung auf dem Papier um 90° abstehende Marke zu machen haben, ganz ähnlich wie bei einem *einfachen* Theodolit als Tachymetertheodolit zu verfahren ist, der also nicht die Ablesung 0 am Horizontalkreis ermöglicht, während das Fernrohr auf den als Nullpunkt im azimuthalen Sinn gewählten Punkt gerichtet ist.

Man darf das billige Werkzeug als recht zweckmässig bezeichnen; wünschenswerth wäre vielleicht nur die Beigabe einer Vorrichtung zum sicheren Festhalten des Mittelpunkts, ähnlich wie die Teischinger'sche. *Hammer.*

Neu erschienene Bücher.

E. J. Routh, Die Dynamik der Systeme starrer Körper. In zwei Bänden mit zahlreichen Beispielen. Autorisirte deutsche Ausgabe von Adolf Schepp. Mit einem Vorwort von Prof. Dr. Felix Klein. gr. 8°. 1. Bd. Die Elemente. XI, 472 S. m. 57 Fig. — 2. Bd. Die höhere Dynamik. X, 544 S. m. 38 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. Geb. in Leinw. 1. Bd. 10,00 M.; 2. Bd. 14,00 M.

Im Vorwort sagt Prof. F. Klein, dass auf dem Gebiete der mathematischen Literatur eine weitgehende gegenseitige Unbekanntschaft der englischen und der kontinentalen Veröffentlichungen bestehe. Um nun die Kenntniss der Mechanik, wie sie in England und in den englisch redenden Ländern gelehrt wird, zu vermitteln, ist die Uebersetzung des Routh'schen Werkes erfolgt, das dort bereits in sechster Auflage erschienen ist. Das Buch, das weniger eine systematische Entwicklung, als eine Reihe nebeneinander stehender Monographien geben will, ist aus den Vorlesungen entstanden, die von dem Verfasser an der Universität Cambridge gehalten worden sind. Das Werk besteht aus zwei Bänden. Der erste Theil giebt die Grundprinzipien der Dynamik mit den mehr elementaren Anwendungen, während dem zweiten die schwierigeren Probleme vorbehalten sind. Zur Orientirung

über den Inhalt seien hier die Ueberschriften der einzelnen Abschnitte mitgetheilt. Im ersten Bande findet man: die Lehre von den Trägheitsmomenten, das d'Alembert'sche Prinzip, die Bewegung um eine feste Achse, die ebene Bewegung, die Bewegung im Raum von drei Dimensionen, die Bewegungsgrösse, die lebendige Kraft, die Lagrange'schen Gleichungen, die kleinen Schwingungen und einige spezielle Probleme. Der zweite Band behandelt: bewegliche Achsen und relative Bewegung, Schwingungen um die Gleichgewichtslage, Schwingungen um einen Bewegungszustand, die Bewegung der Körper, wenn keine Kräfte angreifen und unter der Einwirkung beliebiger Kräfte, die Beschaffenheit der durch lineare Gleichungen gegebenen Bewegung und die Stabilitätsbedingungen, freie und erzwungene Schwingungen von Systemen, Bestimmung der Integrationskonstanten durch die Anfangsbedingungen, Anwendung der Rechnung mit endlichen Differenzen, Anwendung der Variationsrechnung, Präzession und Nutation, die Bewegung des Mondes um seinen Schwerpunkt, die Bewegung eines Fadens oder einer Kette und die Bewegung einer Membran. Zu jedem Kapitel des Werkes, das übrigens ziemlich grosse mathematische Vorkenntnisse voraussetzt, sind zahlreiche Aufgaben und Beispiele gegeben, die von verschiedenen Examinatoren der Universität Cambridge ausgearbeitet sind. Am Schlusse des ersten Bandes findet man noch Anmerkungen von Dr. H. Liebmann und am Schlusse des zweiten solche von Prof. F. Klein, die die englischen Literaturangaben ergänzen. *Kr.*

H. Ehrhardt, Neues System der Flächenberechnung u. Flächentheilung m. Hülfe e. planimetrischen Tafel, welche zugleich als Produkten- u. Quadrattafel dient, nebst e. Sinustafel, welche in Verbindg. m. der planimetr. Tafel bei der Koordinatenberechng. die Logarithmen- u. Koordinaten-Tafeln m. Vortheil ersetzt u. zugleich als Sehnentafel zu gebrauchen ist. gr. 8°. 71, 20 u. IX S. m. 3 Fig.-Tafeln u. zahlreichen Ausführungsbeispielen. Stuttgart, K. Wittwer. 3,00 M.; in Leinw. kart. 3,50 M.

J. H. van 't Hoff, Vorlesgn. üb. theoretische u. physikalische Chemie. 3. Hft. Beziehungen zwischen Eigenschaften u. Zusammensetzg. gr. 8°. X, 136 S. m. in den Text eingedr. Abbildgn. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 4,00 M.

J. Weisbach, Tafel der vielfachen Sinus u. Kosinus, sowie der vielfachen Sinus versus v. kleinen Winkeln, nebst Tafeln der einfachen Tangenten. 6. Ausg. gr. 8°. 28 S. Berlin, Weidmann. 1,00 M.

E. Guyou, *Manuel des Instruments nautiques.* 8°. 131 S. m. Fig. Paris 1899. 3,50 M.

J. Chappuis u. A. Berget, *Leçons de Physique générale. 3 Vol. Vol. II: Électricité et Magnétisme.* 2. vollst. umgearb. Ausg. gr. 8°. 557 S. m. Fig. Paris 1899. 12,50 M.

Vol. I et III: Instruments de mesure, chaleur. — Acoustique, optique, électro-optique. 1. Ausg. Mit Figuren. 1891—92. 19,50 M.

J. A. Harker u. P. Chappuis, *Comparison of Platinum and Gas Thermometers, including a determination of the Boiling-point of Sulphur on the Nitrogen Scale. An account of experiments made in the laboratory of the „Bureau international des Poids et Mesures à Sèvres“.* 4°. 98 S. m. 1 Tafel u. 19 Fig. London 1900. 5,20 M.

H. Le Chatelier u. O. Boudouard, *Mesure des Températures élevées.* 8°. 220 S. m. 52 Fig. Paris 1900. Geb. in Leinw. 4,00 M.

E. Wallon, *Leçons d'Optique géométrique.* gr. 8°. VI, 344 S. m. 169 Fig. Paris 1900. 7,50 M.

P. Drude, Lehrb. d. Optik. gr. 8°. XIV, 498 S. m. 110 Abbildgn. Leipzig, S. Hirzel. 10,00 M.; geb. 11,20 M.

G. Kapp, Transformatoren f. Wechselstrom u. Drehstrom. Eine Darstellg. ihrer Theorie, Konstruktion u. Anwendg. 2. Aufl. gr. 8°. VI, 282 S. m. 165 Fig. Berlin, J. Springer. — München, R. Oldenbourg. Geb. in Leinw. 8,00 M.

C. Koppe, Die neue Landes-Topographie, die Eisenbahn-Vorarbeiten u. der Doktor-Ingenieur. gr. 8°. VIII, 64 S. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 2,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **August 1900.** Achtes Heft.

Universalstativ für Glühlampenphotometrie.

Von

Dr. **C. H. Sharp.**

Die in der Technik ziemlich wichtige Aufgabe, die mittlere räumliche Lichtstärke von Glühlampen sowohl genau als leicht und bequem zu messen, hat bis jetzt keine vollständig befriedigende Lösung gefunden. Die üblichen Methoden nehmen eine lange Reihe von Messungen in Anspruch, und je grössere Genauigkeit man erreichen will, desto länger (allerdings innerhalb gewisser Grenzen) wird die Messungsreihe, die erforderlich ist. Wegen dieser Umständlichkeit hat man sich meistentheils damit begnügt, die mittlere räumliche Helligkeit von der in einer bestimmten Richtung gemessenen durch einen Reduktionsfaktor abzuleiten, welcher allerdings nur für die betreffende Lampensorte gilt und einen durchschnittlichen Werth für diese Lampensorte besitzt. Obwohl man durch dieses Verfahren Resultate erhält, die im Grossen und Ganzen ziemlich befriedigend sind, lässt sich behaupten, dass das auf diese Weise für eine einzelne Lampe erhaltene Resultat keineswegs ohne Weiteres als zuverlässig betrachtet werden kann.

Um die Sache völlig klar zu machen, sei zunächst auf die Theorie der Bestimmung der mittleren räumlichen Helligkeit hingewiesen. Bekanntlich ist dieselbe $J_m = \Phi/4\pi$, worin Φ den gesammten Lichtstrom der Lampe bedeutet. Nun denken wir uns die Lichtquelle sei in dem Mittelpunkte einer Kugel vom Radius 1, und fassen zunächst ins Auge den durch eine $\delta\theta$ breite und um θ (in Bogenmass) vom Pole der Lampe entfernte Zone ausgehenden Lichtstrom. Für diesen gilt

$$\delta\Phi = 2\pi J_\theta \sin\theta\,\delta\theta,$$

worin J_θ die mittlere Lichtstärke in der Richtung der ganzen Zone, d. h. die mittlere Lichtstärke für die Polardistanz θ bedeutet.

Es folgt also

$$\Phi = 2\pi \sum_{\theta=0}^{\theta=\pi} J_\theta \sin\theta\,\delta\theta$$

und

$$J_m = \frac{1}{2} \sum_{\theta=0}^{\theta=\pi} J_\theta \sin\theta\,\delta\theta.$$

Der Werth von J_m kann also ermittelt werden, sobald man die verschiedenen Werthe von J_θ kennt. Allein bei der üblichen Methode ist die Bestimmung von J_θ eine ziemlich umständliche Arbeit, indem man für jedes θ eine Reihe von Messungen längs der ganzen Zone machen muss.

Mit der Messung der mittleren horizontalen Lichtstärke liegt die Sache anders. Es giebt nämlich zwei zuverlässige Methoden, mit denen man diese Helligkeit durch

eine einzige Stellung des Photometers ermitteln kann, die bekannte Methode der rotirenden Lampe von Crova und die in der Reichsanstalt[1]) gebrauchte Methode eines rotirenden Spiegels. Die Zuverlässigkeit der ersten Methode ist von Matthews[2]) bewiesen worden. Er hat nämlich die mittlere horizontale Helligkeit einer alten Maxim-Lampe, die eine sehr unregelmässige Lichtvertheilung hat, sowohl auf diese Weise als durch eine Reihe von Messungen in verschiedenen Richtungen ermittelt, und gefunden, dass die so erhaltenen Resultate gut mit einander übereinstimmten.

Es liegt der Gedanke nahe, dieses einfache Verfahren zu einer Vereinfachung der Ermittelung der mittleren räumlichen Lichtstärke zu verwenden, indem man die rotirende Lampe in verschiedenen Neigungen gegen das Photometer einstellt, und so mit je einer Einstellung des Photometers die mittlere Helligkeit in der betreffenden Zone erhält. Die mechanischen Schwierigkeiten, denen dieses Verfahren begegnen würde, brauchen nicht erwähnt zu werden. Viel leichter wäre es, einen Spiegel in der betreffenden Richtung einzustellen und dadurch den Lichtstrahl die Photometerbank entlang zu werfen. Die Erweiterung dieses Gedankens hat mich zum Entwurf des hier zu beschreibenden Instrumentes geführt, welches Hr. Prof. Dr. Wiener in liebenswürdigster Weise für das Physikalische Institut der Universität Leipzig in der Instrumentenwerkstatt von Dr. Emil Stoehrer & Sohn in Leipzig hat konstruiren lassen.

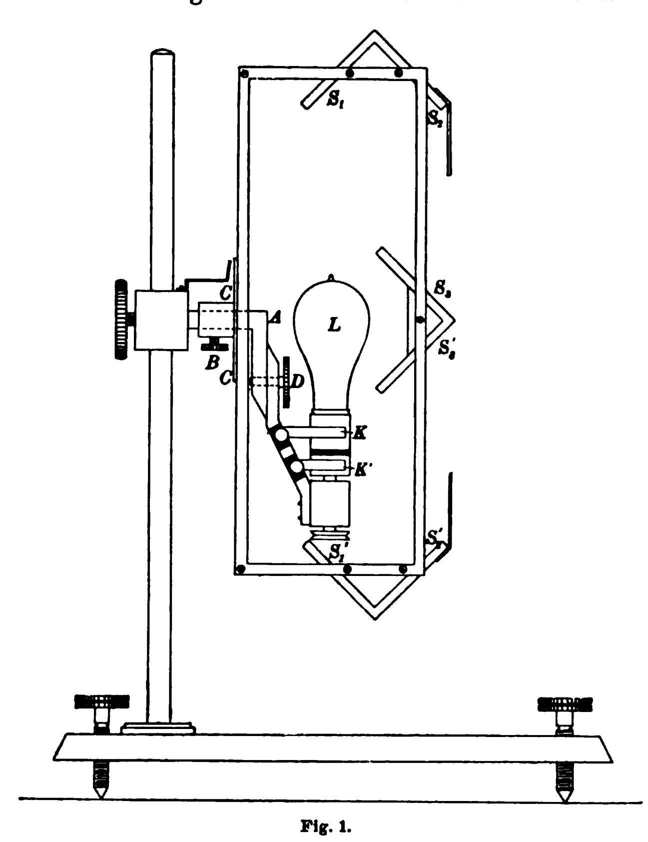


Fig. 1.

Die Lampe L (vgl. Fig. 1) wird an einer vertikalen Achse befestigt und rotirt mittels Schnurtriebs ungefähr vier oder fünf Mal in der Sekunde. Der Strom wird durch die sorgfältig isolirten Schleifkontakte KK' zugeleitet. Das von der Lampe in zwei von einander um 180° entfernten Richtungen ausgestrahlte Licht wird von zwei Spiegelsätzen S_1, S_2, S_3 und S_1', S_2', S_3' aufgenommen und nach je dreimaliger Reflexion die Photometerbank entlang geworfen. Diese Spiegelsätze sind zwischen zwei Rahmen befestigt und diese Rahmen sind um eine horizontale, gegen den Mittelpunkt des Kohlenfadens gerichtete Achse A drehbar und können in beliebiger Richtung mittels der Schraube B befestigt werden. Die Neigung der Rahmen gegen die Lothrichtung wird am Theilkreise C abgelesen. Um die Lampe bezw. den Mittelpunkt des Kohlenfadens einer beliebig grossen Lampe in die richtige Lage bringen

[1]) Liebenthal, *diese Zeitschr.* **19.** *S. 193. 1899.*
[2]) *Phys. Rev.* **6.** *S. 53. 1898.*

zu können, ist der untere Theil des Lampenhalters nach oben und unten verstellbar, indem er nur von der Schraube D festgehalten wird.

Die Gesammtansicht ist in Fig. 2 gegeben. Um die Rotation der Lampe bequem ausführen zu können, ist eine besondere Einrichtung dem eigentlichen Apparat hinzugefügt worden, wie im Hintergrunde von Fig. 2 zu ersehen ist. Senkrecht in einer verstellbaren, an dem Fussgestell mittels einer Schraube befestigten Metallplatte, ist ein Stahlstab angebracht, auf dem ein Messingrohr läuft. Auf dieses sind eine grosse Stufenscheibe aus Holz und eine kleine Schnurscheibe aus Messing gepasst. Auf der ersteren läuft die Schnur des Motors, auf der letzteren diejenige der auf der Lampenachse befindlichen Schnurscheibe. Die Einstellung beider Schnurscheiben auf der Messingachse kann durch Klemmschrauben beliebig justirt werden, sodass sie sich in der richtigen Höhe mit Bezug auf die Schnurläufe des Motors und der Lampe befinden.

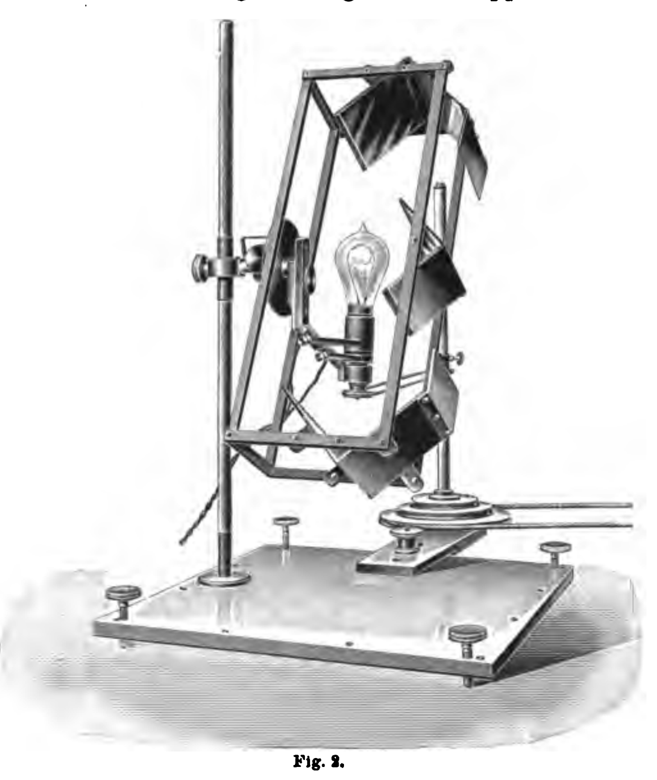


Fig. 2.

Es ist zunächst klar, dass wenn man vom Photometer aus in die Spiegel S_3 und S_3' hineinsieht, man zwei Bilder des Kohlenfadens beobachtet, deren Helligkeit der Stärke des in zwei von einander um 180° entfernten Richtungen ausgestrahlten Lichts proportional ist. Daraus folgt, dass man, wenn die Lampe in Rotation gesetzt wird und die Spiegelsätze eine Neigung θ mit der Lothrichtung haben, als Resultat einer Photometereinstellung die Summe der mittleren Helligkeiten in zwei Zonen θ und $\theta + \pi$ erhält, allerdings vermindert um den Betrag, der durch Absorption in den Spiegeln verloren geht. Man braucht also nur eine genügende Anzahl von Messungen zwischen $\theta = 0$ und $\theta = \pi/2$ zu machen, um alle Angaben zu erhalten, die für die Berechnung von J_m erforderlich sind.

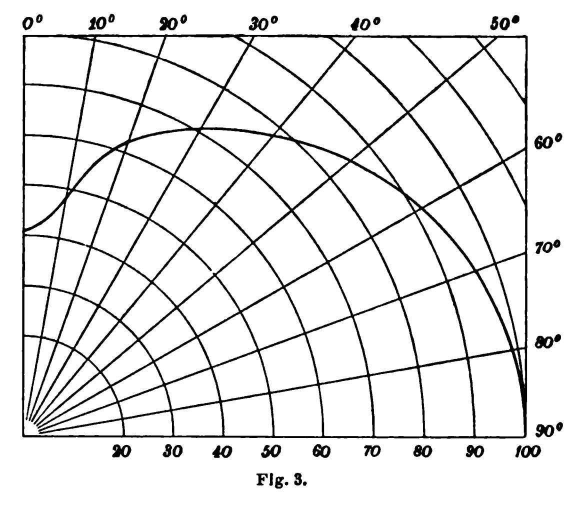


Fig. 3.

Die Ergebnisse einer solchen Messungsreihe an einer Lampe mit einer einfach geschlungenen Schleife (Liebenthal's Type 3a) zeigt die in Polarkoordinaten aufgetragene Kurve von Fig. 3. Mittels dieser Kurve lässt sich J_m nach der bekannten,

rein graphischen Methode von Rousseau[1]) oder nach der im Prinzip ganz ähnlichen Methode von Liebenthal[2]) berechnen.

Wenn man von graphischen Methoden absehen will, kann man J_m auf folgende Weise berechnen. Man zertheilt die gedachte Einheitskugel in Zonen, die so breit sind, dass man annehmen darf, dass die Lichtstärke für die ganze Breite der Zone durch die in ihrer Mitte gemessenen Stärke gegeben wird. Dann besteht für die Kugelzone, welche zwischen den zur Lampenachse senkrechten Ebenen 1 und 2 liegt, die Gleichung

$$\delta\Phi_{1,2} = 2\pi J_\theta \int_1^2 \sin\theta \, d\theta = 2\pi J_\theta (\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$$

und

$$J_m = \frac{1}{2}\Big\{ (\cos\theta_1 - \cos\theta_2) J_{1,2} + (\cos\theta_2 - \cos\theta_3) J_{2,3} + \ldots . \Big\}_{\theta=0}^{\theta=\pi}$$

Falls $J_{1,2}$, $J_{2,3}$ u. s. w. die mit diesem Apparat gemessenen Lichtstärken bedeuten, haben wir

$$J_m = \Big\{ (\cos\theta_1 - \cos\theta_2) J_{1,2} + (\cos\theta_2 - \theta_3) J_{2,3} + \ldots . \Big\}_{\theta=0}^{\theta=\frac{\pi}{2}}$$

Um die Berechnung von J_m zu erleichtern, habe ich Tafeln berechnet, und zwar für vier verschiedene Fälle, nämlich für Zonen von 10°, 15°, 18° und 30° Breite, d. h. für die Fälle, dass man bei 0° anfängt und je 10, 7, 6 oder 4 Messungen macht.

A 30°-Zonen		*B* 18°-Zonen		*C* 15°-Zonen		*D* 10°-Zonen	
θ	*K*	θ	*K*	θ	*K*	θ	*K*
0°	0,034	0°	0,012	0°	0,009	0°	0,004
30	259	18	097	15	067	10	030
60	448	36	184	30	131	20	060
90	259	54	253	45	184	30	087
		72	298	60	226	40	112
		90	156	75	253	50	133
				90	300	60	151
						70	164
						80	172
						90	087

In diesen Tafeln ist θ die Richtung, in welcher die Lichtstärke gemessen wird, und *K* die mit J_θ zu multiplizirende Konstante. Man hat also, wenn *r* der Reflexionskoeffizient der Spiegel ist, J_m nach der folgenden Formel zu berechnen

$$J_m = r \Big\{ K_1 J_1 + K_2 J_2 + \ldots . \Big\}_{\theta=0}^{\theta=\pi}$$

Zum Vergleich habe ich J_m für die oben erwähnte Lampe aus 4, 6, 7 und 10 Messungen berechnet, mit folgenden Resultaten. J_m wird als Bruchtheil der mittleren horizontalen Lichtstärke gegeben.

Breite der Zonen	Anzahl der Messungen	J_m
30°	4	0,868
18	6	0,863
15	7	0,864
10	10	0,8683

[1]) Vgl. Palaz, *Photométrie*.

[2]) *A. a. O.* und *Elektrotechn. Zeitschr.* **10.** *S. 337. 1889.*

Man sieht, dass Messungen in nur vier Richtungen ein sicherlich nicht sehr fehlerhaftes Resultat liefern. Nimmt man nun an, dass, wie es üblich ist, man in jeder Zone Messungen in 12 verschiedenen von einander um 30° entfernten Richtungen hätte machen müssen, so verringert sich bei ziemlich gleicher Genauigkeit die Zahl der Messungen von 74 auf 4 durch die Verwendung des beschriebenen Apparates.

Die Umdrehungsgeschwindigkeit der Lampe ist ohne Einfluss auf das Resultat, so lange sie nicht so langsam ist, dass ein allzu starkes Flackern im Photometer eintritt. Wenn die Umdrehungsgeschwindigkeit zu gross ist, wird der Kohlenfaden aus seiner Lage herausgeschleudert und die Lampe dadurch gefährdet.

Was die Länge des vom Lichte innerhalb des Instrumentes zurückgelegten Weges betrifft, sei nur darauf hingewiesen, dass dieselbe der Entfernung zwischen den Kanten der Winkel, welche die Spiegel S_1, S_2, und S_1', S_2', mit einander einschliessen, gleich ist, d. h. wenn die Kante zwischen S_3 und S_3' als maassgebende Linie für den Austritt des Lichtes aus dem Instrumente betrachtet wird. Den optischen Weg im Glase der Spiegel kann man unter Annahme eines Brechungsindex 1,5 für das Glas auf Luft reduziren.

Um das Reflexionsvermögen der Spiegel zu bestimmen, verfährt man am zweckmässigsten so, dass man die mittlere horizontale Helligkeit mit und ohne Spiegel misst, d. h. man lässt die Lampe rotiren und misst die mit horizontalen Spiegelrahmen sich ergebende Helligkeit. Dann entfernt man einfach die Spiegel S_3 und S_3' und wiederholt die Messungen. Hieraus lässt sich der Reflexionskoeffizient sofort ausrechnen. Für den beschriebenen Apparat ist dersebe 71,0 %, oder die Absorption beträgt 10,8 % pro Spiegel.

Es sei noch erwähnt, dass der Apparat für alle die anderen üblichen photometrischen Verfahren mit Glühlampen verwendet werden kann. Um die vertikale Lichtvertheilung zu bestimmen, verdeckt man den einen Spiegelsatz und misst die stillstehende Lampe mit dem anderen. Wenn die Lichtvertheilung in der horizontalen Ebene gemessen werden soll, dient der Lampenschnurlauf gleichzeitig als Theilkreis, da seine Oberseite mit einer Theilung von 10° zu 10° versehen ist. Man ist also berechtigt, den Apparat ein Universalstativ für Glühlampenphotometrie zu nennen.

Schliesslich möchte ich auch darauf hinweisen, dass ein einziger solcher Spiegelsatz wie oben beschrieben ist, in der Photometrie von Bogenlampen benutzt werden könnte, wie es ja schon von Krüss[1]) für die Photometrie von Gasflammen ausgeführt worden ist. Als Ersatz für die üblichen umständlichen Einrichtungen würde derselbe nicht unerhebliche Vortheile bieten. Die Spiegel könnten dann gross genug gewählt werden, um die Messungen von Bogenlampen mit mattirten Glocken zu gestatten. Die Frage, ob das Prinzip der rotirenden Lampe nicht auch für Bogenlampenphotometrie mit Vortheil Verwendung finden könnte, kann durch eine sehr einfache experimentelle Prüfung erledigt werden.

Physikalisches Institut der Universität Leipzig, im Juni 1900.

---

[1]) *Journ. f. Gasbeleuchtung* ***41.*** *S. 4. 1898.*

Zur Berechnung dreitheiliger Fernrohr- und Mikroskopobjektive.

Von
Dr. H. Harting in Braunschweig.

Im Anschluss an die von mir in dem Aufsatze „Zur Berechnung astronomischer Fernrohrobjektive“ (*diese Zeitschr. 19. S. 104. 1899*) entwickelten Relationen will ich im Folgenden kurz die Formeln angeben, welche zur Berechnung eines aus *drei mit einander verkitteten Linsen* zusammengesetzten Objektives dienen können.

Dieses Objektiv soll, genau dem Fraunhofer'schen Typus der zweitheiligen, nicht verkitteten Fernrohrobjektive entsprechend, den bekannten vier Bedingungen genügen, nämlich

1. Einhaltung eines gegebenen Maassstabes,
2. Achromasie für zwei Stellen des Spektrums,
3. Aufhebung der sphärischen Aberration auf der Achse,
4. Erfüllung der Sinusbedingung.

Um auf einigermaassen übersichtliche Resultate zu kommen und um den Zweck einer algebraischen Vorrechnung nicht illusorisch zu machen, will ich noch annehmen, dass die *erste* und *dritte* Linse aus *gleichem Glase* bestehen.

Die Bezeichnungen, die im Nachstehenden eingeführt werden, sind dieselben, wie in der von mir oben erwähnten Arbeit, nämlich

n_1 und n_2 die Brechungsquotienten der Linsen für die Farbe, für welche die sphärische Aberration in und ausserhalb der Achse gehoben ist,
dn_1 und dn_2 die zugehörigen Dispersionen,
d_1, d_2, d_3 die Glasdicken,
r_1 bis r_4 die Radien,
s_1 bis s_4 die Schnittweiten der einfallenden parachsialen Strahlen,
s_1' bis s_4' die Schnittweiten der gebrochenen parachsialen Strahlen,
ϱ, σ, σ' die Reziproken dieser Grössen.

Ferner führen wir noch ein

$$Q_k = n_{k-1}(\varrho_k - \sigma_k) = n_k(\varrho_k - \sigma_k'),$$

$$f_k = \frac{\sigma_k'}{n_k} - \frac{\sigma_k}{n_{k-1}},$$

$$N_k = \frac{dn_k}{n_k} - \frac{dn_{k-1}}{n_{k-1}},$$

$$\alpha_k = \frac{\sigma_{k-1}'}{\sigma_k} \cdot \frac{\sigma_{k-2}'}{\sigma_{k-1}} \cdot \, . \, . \, . \, \frac{\sigma_1'}{\sigma_2}.$$

Aus den beiden Bedingungen der Brennweite (gleich Eins) und der Achromasie finden wir, wenn wir in erster Näherung die Linsendicken vernachlässigen,

I
$$\varrho_4 - \varrho_1 = \lambda = - \frac{dn_2 - dn_1}{(n_1 - 1)(dn_2 - dn_1) - (n_2 - n_1)\, dn_1},$$

$$\varrho_3 - \varrho_2 = \mu = + \frac{dn_1}{(n_1 - 1)(dn_2 - dn_1) - (n_2 - n_1)\, dn_1}.$$

Als Kontrole für die Richtigkeit der Berechnung von λ und μ dienen die beiden Gleichungen

Ia
$$\lambda (n_1 - 1) + \mu (n_2 - n_1) = -1$$
$$\lambda\, dn_1 + \mu (dn_2 - dn_1) = 0.$$

Aus der obigen Definition der Invarianten Q und der f ergeben sich nun, gleichfalls für unendlich dünne Linsen, unter der Annahme, dass der abzubildende Punkt sich in der Entfernung $-s_1$ von der ersten brechenden Fläche befindet, folgende Gleichungen:

II
$$\begin{aligned} Q_1 &= +\varrho_1 - \sigma_1 \\ Q_2 &= -\varrho_1(n_1-1) + n_1\varrho_2 - \sigma_1 \\ Q_3 &= -\varrho_1(n_1-1) + n_1\varrho_2 - \sigma_1 + n_2\mu \\ Q_4 &= +\varrho_1 - \sigma_1 + \lambda - 1; \end{aligned}$$

IIa
$$\begin{aligned} f_1 &= +\varrho_1\frac{n_1-1}{n_1^2} - \sigma_1\frac{n_1^2-1}{n_1^2} \\ f_2 &= -\varrho_1\frac{(n_1-1)(n_2^2-n_1^2)}{n_1^2 n_2^2} + \varrho_2\frac{n_2-n_1}{n_2^2} - \sigma_1\frac{n_2^2-n_1^2}{n_1^2 n_2^2} \\ f_3 &= +\varrho_1\frac{(n_1-1)(n_2^2-n_1^2)}{n_1^2 n_2^2} - \varrho_2\frac{n_2-n_1}{n_2^2} + \sigma_1\frac{n_2^2-n_1^2}{n_1^2 n_2^2} - \mu\frac{n_2-n_1}{n_1^2} \\ f_4 &= -\varrho_1\frac{n_1-1}{n_1^2} + \sigma_1\frac{n_1^2-1}{n_1^2} + 1 + \mu\frac{n_2-n_1}{n_1^2}. \end{aligned}$$

Nun sind für Linsen mit endlichen Dicken die ersten Glieder

der chromatischen Abweichung $\Gamma = \sum_{k=1}^{k=4} \alpha_k^2 Q_k N_k$,

der sphärischen Abweichung ausserhalb der Achse $S_1 = \sum_{k=1}^{k=4} \alpha_k^2 Q_k f_k$,

der sphärischen Abweichung in der Achse $S_2 = \sum_{k=1}^{k=4} \alpha_k^4 Q_k^2 f_k$;

folglich muss für unendlich dünne Linsen werden

$$\begin{aligned} S_1 &= Q_1 f_1 + Q_2 f_2 + Q_3 f_3 + Q_4 f_4 = 0 \quad \text{und} \\ S_2 &= Q_1^2 f_1 + Q_2^2 f_2 + Q_3^2 f_3 + Q_4^2 f_4 = 0. \end{aligned}$$

Bilden wir aus den Gleichungssystemen II und IIa diese Summen, so erhalten wir zwei Gleichungen von folgender Form:

III
$$S_1 = \mathfrak{A}\varrho_1 + \mathfrak{B}\varrho_2 + \mathfrak{C} = 0 \quad \text{und}$$

IIIa
$$S_2 = A\varrho_1^2 + B\varrho_1\varrho_2 + C\varrho_2^2 + D\varrho_1 + E\varrho_2 + F = 0, \quad \text{wo}$$

IV
$$\begin{aligned} \mathfrak{A} &= +\mu\frac{n_2-n_1}{n_1^2 n_2}[n_1 n_2 + (n_1-1)(n_2+n_1)] - (\lambda-1)\frac{n_1-1}{n_1^2} + 1 \\ \mathfrak{B} &= -\mu\frac{(n_2-n_1)(n_2+n_1)}{n_1 n_2} \\ \mathfrak{C} &= -n^2\mu^2\frac{n_2-n_1}{n_1^2} + (\lambda-1)\left(1+\mu\frac{n_2-n_1}{n_1^2}\right) + \sigma_1\left(\mu\frac{n_2^2-n_1^2}{n_1^2 n_2} + (\lambda-1)\frac{n_1^2-1}{n_1^2} - 1\right); \end{aligned}$$

IVa
$$\begin{aligned} A &= +1 - 2(\lambda-1)\frac{n_1-1}{n_1^2} + \frac{n_2-n_1}{n_1^2 n_2}\mu[n_2 - (n_1-1)^2(2n_1+3n_2)] \\ B &= +4\mu\frac{(n_1-1)(n_2-n_1)(n_2+n_1)}{n_1 n_2} \\ C &= -\mu\frac{(n_2-n_1)(2n_1+n_2)}{n_2} \\ D &= +\mu^2\frac{(n_1-1)(n_2-n_1)(n_1+3n_2)}{n_1^2} + 2(\lambda-1)\left(1+\mu\frac{n_2-n_1}{n_1^2}\right) - (\lambda-1)^2\frac{n_1-1}{n_1^2} \\ &\quad - 2\sigma_1\left[1+\mu\frac{n_2-n_1}{n_1}\left(1+2\frac{(n_1-1)(n_2+n_1)}{n_1 n_2}\right) - (\lambda-1)\frac{(n_1-1)(n_1+2)}{n_1^2}\right] \\ E &= -\mu^2\frac{(n_2-n_1)(n_1+2n_2)}{n_1} + \sigma_1\cdot 4\mu\frac{(n_2-n_1)(n_2+n_1)}{n_1 n_2} \end{aligned}$$

$$F = +(\lambda-1)^2\left(1+\mu\,\frac{n_2-n_1}{n_1^2}\right) - n_2^2\mu^2\,\frac{n_2-n_1}{n_1^2}$$
$$+\sigma_1\left[\mu^2\,\frac{n_2-n_1}{n_1^2}(n_1+3\,n_2)+(\lambda-1)^2\,\frac{n_1-1}{n_1^2}-2\,(\lambda-1)\left(1+\mu\,\frac{n_2-n_1}{n_1^2}\right)\right]$$
$$+\sigma_1^2\left[1-2\,\mu\,\frac{(n_2-n_1)(n_2+n_1)}{n_1^2\,n_2}-2\,(\lambda-1)\,\frac{n_1^2-1}{n_1^2}\right].$$

Die Elimination von ϱ_1 aus den Gleichungssystemen III bis IVa führt auf die quadratische Gleichung für ϱ_2

V
$$\alpha\,\varrho_2^2+\beta\,\varrho_2+\gamma = 0, \quad \text{wo}$$
$$\alpha = \mathfrak{A}^2 C-\mathfrak{A}\mathfrak{B}B+\mathfrak{B}^2 A,$$
$$\beta = \mathfrak{A}^2 E-\mathfrak{A}\mathfrak{B}D-\mathfrak{A}\mathfrak{C}B+2\,\mathfrak{B}\mathfrak{C}A,$$
$$\gamma = \mathfrak{A}^2 F-\mathfrak{A}\mathfrak{C}D+\mathfrak{C}^2 A.$$

Hieraus folgt

VI
$$\varrho_2 = -\frac{\beta}{2\,\alpha}\left(1\pm\sqrt{1-\frac{4\,\alpha\,\gamma}{\beta^2}}\right); \quad \text{ferner}$$
$$\varrho_1 = -\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{A}}\,\varrho_2-\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{A}},$$
$$\varrho_3 = \varrho_2+\mu,$$
$$\varrho_4 = \varrho_1+\lambda.$$

Von den beiden Lösungen der quadratischen Gleichung für ϱ_2 wird man im Allgemeinen die wählen, die auf flachere Radien führt. Zur Kontrole der Rechnung sind ϱ_1 und ϱ_2 in die Gleichungen III und IIIa, dann in II und IIa einzusetzen, schliesslich S_1 und S_2 zu bilden, die beide Null werden müssen.

Die Berücksichtigung der Glasdicken geschieht nach der in meiner oben erwähnten Arbeit auseinandergesetzten Methode. Die Fehlerfunktionen werden nach dem Taylor'schen Lehrsatz entwickelt, sodass wir für die vier Inkremente der optischen Invarianten $\varDelta Q$, die wir zu dem aus dem Gleichungssystem VI ermittelten Q zu addiren haben, um ein neues, die vier Bedingungen erfüllendes Objektiv mit *endlichen* Glasdicken zu erhalten, vier lineare Gleichungen bekommen. Die von mir an der erwähnten Stelle entwickelten Koeffizienten der Differentiale bedürfen einer kleinen Abänderung, da wir hier nicht von vorneherein $\sigma_1 = 0$ setzen, ausserdem statt der Brennweite die *Vergrösserung* einführen wollen, die durch die Gleichung gegeben ist

$$\omega = \alpha_4\,\frac{\sigma_4'}{\sigma_1}.$$

Setzen wir

$$O_1 = \frac{n_1-1}{n_1}\,Q_1+\sigma_1, \qquad P_1 = O_1$$
$$O_2 = \alpha_2^3\,\frac{n_2-n_1}{n_2\,n_1}\,Q_2, \qquad P_2 = \alpha_2\,O_2$$
$$O_3 = -\alpha_3^3\,\frac{n_2-n_1}{n_2\,n_1}\,Q_3, \qquad P_3 = \alpha_3\,O_3$$
$$O_4 = -\alpha_4^3\,\frac{n_1-1}{n_1}\,Q_4, \qquad P_4 = \alpha_4\,O_4,$$

so erhalten wir für die Koeffizienten der 4 Unbekannten $\varDelta Q_1$, $\varDelta Q_2$, $\varDelta Q_3$, $\varDelta Q_4$ folgende Gleichungen:

VII
$$\frac{\partial\omega}{\partial Q_1} = \frac{\alpha_4}{\sigma_1}\,\frac{n_1-1}{n_1}, \quad \frac{\partial\omega}{\partial Q_2} = \frac{\alpha_4}{\sigma_1}\,\frac{n_2-n_1}{n_2}, \quad \frac{\partial\omega}{\partial Q_3} = -\frac{\partial\omega}{\partial Q_2}, \quad \frac{\partial\omega}{\partial Q_4} = -\frac{\partial\omega}{\partial Q_1};$$
$$\frac{\partial\Gamma}{\partial Q_1} = N_1, \quad \frac{\partial\Gamma}{\partial Q_2} = \alpha_2^2, \quad \frac{\partial\Gamma}{\partial Q_3} = -\alpha_3^2\,N_2, \quad \frac{\partial\Gamma}{\partial Q_4} = -\alpha_4^2\,N_1;$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial Q_1} = \frac{n_1 - 1}{n_1}\left[\frac{2\,Q_1}{n_1} - \sigma_1 - O_2 - O_3 - O_4\right]$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial Q_2} = \frac{n_2 - n_1}{n_2\,n_1}\left[\frac{2\,\alpha_2^3\,Q_2}{n_2} - \alpha_2^3\,O_1 - O_3 - O_4\right]$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial Q_3} = -\frac{n_2 - n_1}{n_2\,n_1}\left[\frac{2\,\alpha_3^3\,Q_3}{n_1} - \frac{\alpha_3^3}{\alpha_2^3}\,O_2 - \alpha_3^3\,O_1 - O_4\right]$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial Q_4} = -\frac{n_1 - 1}{n_1}\left[2\,\alpha_4^3\,Q_4 - \frac{\alpha_4^3}{\alpha_3^3}\,O_3 - \frac{\alpha_4^3}{\alpha_2^3}\,O_2 - \alpha_4^3\,O_1\right];$$

$$\frac{\partial S_2}{\partial Q_1} = \frac{n_1 - 1}{n_1}\left[\frac{3\,Q_1^2}{n_1} - 2\,Q_1\,\sigma_1 - Q_2\,P_2 - Q_3\,P_3 - Q_4\,P_4\right]$$

$$\frac{\partial S_2}{\partial Q_2} = \frac{n_2 - n_1}{n_2\,n_1}\left[\frac{3\,Q_2^2\,\alpha_2^4}{n_2} - 2\,\alpha_2^4\,Q_2\,P_1 - Q_3\,P_3 - Q_4\,P_4\right]$$

$$\frac{\partial S_2}{\partial Q_3} = -\frac{n_2 - n_1}{n_2\,n_1}\left[\frac{3\,Q_3^2\,\alpha_3^4}{n_1} - \frac{2\,\alpha_3^4}{\alpha_2^4}\,Q_3\,P_2 - 2\,\alpha_3^4\,Q_3\,P_1 - Q_4\,P_4\right]$$

$$\frac{\partial S_2}{\partial Q_4} = -\frac{n_1 - 1}{n_1}\left[3\,Q_4^2\,\alpha_4^4 - \frac{2\,\alpha_4^4}{\alpha_3^4}\,Q_4\,P_3 - \frac{2\,\alpha_4^4}{\alpha_2^4}\,Q_4\,P_2 - 2\,\alpha_4^4\,Q_4\,P_1\right].$$

Die Anwendbarkeit der eben angegebenen Formeln soll nun an einem numerischen Beispiel gezeigt werden. Die Glassorten, welche der Rechnung zu Grunde liegen, sind folgende:

$n_1^D = 1{,}50900, \quad dn_1 = n_1^F - n_1^C = 0{,}00797, \quad n_1^F - n_1^D = 0{,}00561, \quad \nu = 63{,}9$
Borosilikatcrown (Chance),

$n_2^D = 1{,}56837, \quad dn_2 = n_2^F - n_2^C = 0{,}01350, \quad n_2^F - n_2^D = 0{,}00961, \quad \nu = 42{,}1$
Leichtflint (Chance).

Das aus diesen Glassorten herzustellende Objektiv soll in drei Modifikationen berechnet werden, nämlich

1. für $\sigma_1 = 0$ als *Fernrohr-Objektiv*,
2. für $\sigma_1 = -\frac{3}{16}$ als *Mikroskop-Objektiv*, mit Vertauschung von Bild und Objekt, entsprechend einer Brennweite von 30 *mm* bei 160 *mm* Abstand der Okularblende vom Objektiv,
3. für $\sigma_1 = -\frac{1}{2}$ als *Umkehrsystem* für die Vergrösserung $\omega = -1$.

Durch Einsetzen in die Gleichungen I bis VI erhalten wir folgende Krümmungsmaasse der Objektivflächen:

1. $\sigma_1 = 0$ $\quad \varrho_1 = +1{,}6858$ *Fernrohr-Objektiv;*
$\varrho_2 = -3{,}0672$
$\varrho_3 = +0{,}3365$
$\varrho_4 = -0{,}6759$

2. $\sigma_1 = -\frac{3}{16}$ $\quad \varrho_1 = +1{,}3821$ *Mikroskop-Objektiv,* $\omega = -4{,}333$;
$\varrho_2 = -3{,}4142$
$\varrho_3 = -0{,}0105$
$\varrho_4 = -0{,}9796$

3. $\sigma_1 = -\frac{1}{2}$ $\quad \varrho_1 = +0{,}8792$ *Umkehrsystem,* $\omega = -1$.
$\varrho_2 = -0{,}6534$
$\varrho_3 = +2{,}7503$
$\varrho_4 = -1{,}4825$.

Die Korrektion der Radien, welche durch Einführung der Dicken nöthig wird, will ich nur in dem zweiten Falle ermitteln; es sei

$$d_1 = +0{,}04, \quad d_2 = +0{,}03, \quad d_3 = +0{,}03.$$

Dann erhalte ich für die Vergrösserung und die Fehlerfunktionen aus der Durchrechnung des parachsialen Strahles mit den eben ermittelten Radien und den Dicken folgende Werthe:

$$Q_1 = +1{,}5696\,, \qquad \omega = -4{,}279$$
$$Q_2 = -5{,}6751\,, \qquad r = +0{,}0000456$$
$$Q_3 = -0{,}3389\,, \qquad S_1 = +0{,}05595$$
$$Q_4 = -1{,}8033\,, \qquad S_2 = -0{,}01781\,,$$

und die vier linearen Gleichungen sind

$$0{,}2436_n\, \Delta Q_1 + 9{,}1151_n\, \Delta Q_2 + 9{,}1151\, \Delta Q_3 + 0{,}2436\, \Delta Q_4 = 8{,}7324_n$$
$$7{,}7228\, \Delta Q_1 + 7{,}5100\, \Delta Q_2 + 7{,}5046_n\, \Delta Q_3 + 7{,}6999_n\, \Delta Q_4 = 5{,}6590_n$$
$$9{,}7914\, \Delta Q_1 + 9{,}2940_n\, \Delta Q_2 + 8{,}4688\, \Delta Q_3 + 0{,}0752\, \Delta Q_4 = 8{,}7478_n$$
$$0{,}2848\, \Delta Q_1 + 0{,}1986\, \Delta Q_2 + 8{,}5211_n\, \Delta Q_3 + 0{,}5036_n\, \Delta Q_4 = 8{,}2507\,.$$

Die Auflösung dieser Gleichungen, in der sämmtliche Zahlen Logarithmen sind, ergiebt

$$\Delta Q_1 = -0{,}0153\,, \qquad Q_1 = +1{,}5543$$
$$\Delta Q_2 = -0{,}0736\,, \qquad Q_2 = -5{,}7487$$
$$\Delta Q_3 = -0{,}0054\,, \qquad Q_3 = -0{,}3443$$
$$\Delta Q_4 = -0{,}0512\,, \qquad Q_4 = -1{,}8545.$$

Die definitiven Konstanten sind also

$$\varrho_1 = +1{,}3668 \qquad \varrho_2 = -3{,}4682 \qquad \varrho_3 = -0{,}0212 \qquad \varrho_4 = -1{,}0206$$
$$d_1 = +0{,}04 \qquad d_2 = +0{,}03 \qquad d_3 = +0{,}03\,;$$

die Vergrösserung und die Fehlerfunktionen ergeben sich zu

$$\omega = -4{,}334$$
$$r = +0{,}0000054$$
$$S_1 = -0{,}00471$$
$$S_2 = +0{,}0054.$$

Durch Division der ϱ in die Brennweite, die man dem Objektiv zuertheilen will, erhält man die gesuchten Radien des Systems.

Braunschweig, optische Anstalt Voigtländer & Sohn A.-G., im August 1900.

Einige Bemerkungen zu dem Aufsatze des Hrn. B. Wanach: Ueber L. v. Seidel's Formeln zur Durchrechnung von Strahlen u. s. w.

Von

Dr. **H. Harting** in Braunschweig (Leiter der optischen Anstalt Voigtländer & Sohn A.-G.)

Der in *dieser Zeitschrift* **20.** *S. 161. 1900* veröffentlichte Aufsatz des Hrn. B. Wanach in Potsdam enthält unter Anderem auch die Entwicklung von Formeln zur Berechnung der astigmatischen Bildflächen photographischer Objektive und die Anwendung dieser Rechenvorschriften auf den Fall einer unendlich dünnen Linse. Die Ableitung erfolgt in der Art, dass die bekannten Gleichungen für die trigonometrische Verfolgung eines Strahles in und ausserhalb der Achsenebene eines optischen Systems differenzirt, und somit die Schnittpunkte unendlich benachbarter Strahlen in den beiden Hauptschnitten auf dem Hauptstrahl festgelegt werden. Diese Rechenmethode führt auf jeden Fall zu dem gewünschten Ziele, steht aber an Durchsichtigkeit und Leichtigkeit der Ausführung weit hinter dem Verfahren zurück, welches Czapski bei der eingehenden Darlegung der optischen Abbildung durch schiefe Elementar-

büschel in seiner fundamentalen „Theorie der optischen Instrumente nach Abbe", Breslau 1893, auf *S. 69 bis 81* sowie auf *S. 109* angiebt, und das seit einer längeren Reihe von Jahren von den rechnenden Optikern zur theoretischen Bestimmung der astigmatischen Bildflächen optischer Systeme benutzt wird.

Ich kann deshalb der Behauptung des Hrn. B. Wanach nicht beistimmen, dass optische Systeme auf Astigmatismus und Wölbung bisher *nur* nach einer *rein experimentellen* Methode untersucht worden sind, nämlich durch Aufnahme eines Liniennetzes auf einer schief zur Achse gestellten photographischen Platte.

Der ausserordentliche Fortschritt, den die Konstruktion der photographischen Objektive in Folge der Einführung der neuen Jenaer Gläser machte, bestand doch darin, dass durch Fortschaffung des Astigmatismus strenge Bildfeldebenung erreicht wurde, ein Resultat, das sich bei allen modernen Anastigmatkonstruktionen nur durch ausgedehnte theoretische und rechnerische Untersuchungen des Korrektionszustandes ausserhalb der optischen Achse, also speziell des Astigmatismus und der Bildfeldwölbung, ermöglichen liess. Im Uebrigen findet sich nicht nur in dieser Zeitschrift, sondern auch anderwärts eine beträchtliche Zahl von Abhandlungen, in welchen die astigmatischen Bildebenen optischer Systeme rechnerisch diskutirt worden sind; vor allem ist es aber das grosse Werk M. von Rohr's „Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs", Berlin, J. Springer 1899, das eine theoretische Untersuchung aller Objektivtypen, für welche Konstruktionsdaten publizirt sind, enthält, und in welchem die gewonnenen Resultate in anschaulicher Weise graphisch dargestellt sind.

Was nun die Lage der astigmatischen Bildflächen für eine unendlich dünne Linse betrifft, so bezieht sich die von Hrn. B. Wanach angestellte Betrachtung auf den Fall, dass die Eintrittspupille in der Linse selbst liegt, dass also die *Hauptstrahlen* der zur Achse geneigten Büschel (*eine Bezeichnung, die jetzt nach Abbe's Vorgang allgemein angenommen ist*) sich im Scheitel der Linsenflächen kreuzen. Ueber die Krümmung der Bildflächen in der Achse hat bereits Airy vor 73 Jahren eine umfangreiche Arbeit: *On the spherical aberration of the eyepieces of telescopes* (*Transact. Cambridge Phil. Soc. 3. 1827*) veröffentlicht; dasselbe Thema behandelten später Breton (de Champ), Petzval und Seidel. Da die von diesen Forschern aufgestellten Formeln für das Krümmungsmaass im Scheitel der Bildflächen eines aus beliebig vielen unendlich dünnen Linsen bestehenden und unter kleinen Winkeln im Linsenscheitel von den Hauptstrahlen durchsetzten optischen Systems nur eine Abhängigkeit von den Brennweiten und Brechungsquotienten der Einzellinsen zeigen, so ist zu vermuthen, dass auch für endliche Winkel der Hauptstrahlen mit der optischen Achse des eben definirten Systems, bei denen die Fassung mit der Eintrittspupille identisch ist, die Lage der astigmatischen Bildflächen unabhängig von den Radien der Linsen ist. Dass dies wirklich der Fall ist, lässt sich an der Hand der Abbe-Czapski'schen Formeln sofort nachweisen.

Die Brechungsquotienten der das optische System bildenden, in Luft befindlichen, unendlich dünnen Linsen seien: n_1 bis n_k, die Radien r_1 bis r_{k+1}, die Schnittweiten des einem Hauptstrahl im Sagittal- oder Tangentialschnitt unendlich nahen Strahles mit dem Hauptstrahl, gemessen auf diesem vom Scheitel der Fläche ab, an der die Brechung stattgefunden hat, s_1' bis s'_{k+1} bezw. t_1' bis t'_{k+1}, gemessen vom Scheitel der nächsten brechenden Fläche ab, an der die Brechung stattfinden soll, s_2 bis s_{k+1}, bezw. t_2 bis t_{k+1}; schliesslich seien die Einfalls- und Brechungswinkel des Hauptstrahles an den brechenden Flächen i_1 bis i_{k+1}, bezw. i_1' bis i'_{k+1}.

Dann ist nach Czapski

$$\frac{1}{s_1} - \frac{\cos i_1}{r_1} = \frac{n_1}{s_1'} - \frac{n_1 \cos i_1}{r_1} \qquad \frac{\cos^2 i_1}{t_1} - \frac{\cos i_1}{r_1} = \frac{n_1 \cos^2 i_1'}{t_1'} - \frac{n_1 \cos i_1'}{r_1}$$

$$\frac{n_1}{s_2} - \frac{n_1 \cos i_2}{r_2} = \frac{n_2}{s_2'} - \frac{n_2 \cos i_2'}{r_2} \qquad \frac{n_1 \cos^2 i_2}{t_2} - \frac{n_1 \cos i_2}{r_2} = \frac{n_2 \cos^2 i_2'}{t_2'} - \frac{n_2 \cos i_2'}{r_2}$$

$$\vdots$$

Für ein System unendlich dünner Linsen wird $s_2 = s_1'$ u. s. w., $t_2 = t_1'$ u. s. w.; ferner wird, falls wir mit α_1 den Neigungswinkel des Hauptstrahles gegen die optische Achse bezeichnen, $i_1 = \alpha_1$, $i_1' = i_2$ u. s. w., sodass wir die Winkel des Hauptstrahles mit den Normalen der brechenden Flächen aus den Gleichungen erhalten

$$\sin \alpha_2 = \frac{1}{n_1} \sin \alpha_1$$

$$\sin \alpha_3 = \frac{n_1}{n_2} \sin \alpha_2$$

$$\sin \alpha'_{k+1} = n_k \sin \alpha_{k+1}; \quad \alpha'_{k+1} = \alpha_1.$$

Für die Schnittweiten in den beiden Hauptschnitten erhalten wir

$$\frac{n_1}{s_2} = \frac{1}{s_1} + \frac{n_1 \cos \alpha_2 - \cos \alpha_1}{r_1} \qquad \frac{n_1 \cos^2 \alpha_2}{t_2} = \frac{\cos^2 \alpha_1}{t_1} + \frac{n_1 \cos \alpha_2 - \cos \alpha_1}{r_1}$$

$$\frac{n_2}{s_3} = \frac{n_1}{s_2} + \frac{n_2 \cos \alpha_3 - n_1 \cos \alpha_2}{r_2} \qquad \frac{n_2 \cos^2 \alpha_3}{t_3} = \frac{n_1 \cos^2 \alpha_2}{t_2} + \frac{n_2 \cos \alpha_3 - n_1 \cos \alpha_2}{r_2}$$

$$\vdots$$

$$\frac{1}{s'_{k+1}} = \frac{n_k}{s_{k+1}} + \frac{\cos \alpha_1 - n_k \cos \alpha_{k+1}}{r_{k+1}} \qquad \frac{\cos^2 \alpha_1}{t'_{k+1}} = \frac{n_k \cos^2 \alpha_{k+1}}{t_{k+1}} + \frac{\cos \alpha_1 - n_k \cos \alpha_{k+1}}{r_{k+1}}$$

Unter Berücksichtigung der bekannten Gleichungen

$$(n_1 - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) = \varphi_1, \quad (n_2 - 1)\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_3}\right) = \varphi_2, \ldots .$$

folgt

$$\frac{1}{s'_{k+1}} = \frac{1}{s_1} + \sum_{p=1}^{p=k} \frac{n_p \cos \alpha_{p+1}}{n_p - 1} \varphi_p + \cos \alpha_1 \left(\frac{1}{r_{k+1}} - \frac{1}{r_1}\right)$$

$$\frac{1}{t'_{k+1}} = \frac{1}{t_1} + \frac{1}{\cos^2 \alpha_1} \left\{ \sum_{p=1}^{p=k} \frac{n_p \cos \alpha_{p+1}}{n_p - 1} \varphi_p + \cos \alpha_1 \left(\frac{1}{r_{k+1}} - \frac{1}{r_1}\right) \right\}$$

und, da

$$\frac{1}{r_{k+1}} - \frac{1}{r_1} = - \sum_{p=1}^{p=k} \frac{\varphi_p}{n_p - 1},$$

schliesslich

$$\frac{1}{s'_{k+1}} = \frac{1}{s_1} + \frac{n_1 \cos \alpha_2 - \cos \alpha_1}{n_1 - 1} \varphi_1 + \frac{n_2 \cos \alpha_3 - \cos \alpha_1}{n_2 - 1} \varphi_2 + \ldots . \frac{n_k \cos \alpha_{k+1} - \cos \alpha_1}{n_k - 1} \varphi_k$$

und

$$\frac{1}{t'_{k+1}} = \frac{1}{t_1} + \frac{n_1 \cos \alpha_2 - \cos \alpha_1}{(n_1 - 1) \cos^2 \alpha_1} \varphi_1 + \frac{n_2 \cos \alpha_3 - \cos \alpha_1}{(n_2 - 1) \cos^2 \alpha_1} \varphi_2 + \ldots . \frac{n_k \cos \alpha_{k+1} - \cos \alpha_1}{(n - 1) \cos^2 \alpha_1} \varphi_k .$$

Setzen wir

$$\frac{1}{U} = \frac{n_1 \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} - 1}{n_1 - 1} \varphi_1 + \frac{n_2 \frac{\cos \alpha_3}{\cos \alpha_1} - 1}{n_2 - 1} \varphi_2 + \ldots . \frac{n_k \frac{\cos \alpha_{k+1}}{\cos \alpha_1} - 1}{n_k - 1} \varphi_k ,$$

so bestimmt sich der Abstand der astigmatischen Bildpunkte von dem System, gemessen in seiner Projektion auf die optische Achse x_s und x_t durch die Gleichung

$$\frac{1}{x_s} = \frac{1}{s_1 \cos \alpha_1} + \frac{1}{U}$$

und

$$\frac{1}{x_t} = \frac{1}{t_1 \cos \alpha_1} + \frac{1}{U \cos^2 \alpha_1}.$$

Für einen unendlich grossen Objektabstand ergiebt sich die astigmatische Differenz, gemessen in der Projektion auf die optische Achse

$$x_s - x_t = U \sin^2 \alpha_1 .$$

In der That hängt also unter den angegebenen Voraussetzungen auch für *endliche* Winkel der Hauptstrahlen die Lage der astigmatischen Bildflächen nur von der Stärke der Linsen, nicht von der Vertheilung der Brechung ab.

Was die Vorschriften betrifft, die Hr. B. Wanach für die rechnerische Beurtheilung der photographischen Objektive giebt, so sind ausser den von ihm angegebenen doch noch andere Fehlerquellen, z. B. Verzeichnung, zu studiren. Die Untersuchung der sphärischen Aberration auf der Achse ist nach geometrischen Prinzipien wohl noch niemals anders vorgenommen worden, während man die Durchrechnung der windschiefen Strahlen in der Regel deshalb unterlassen wird, weil die Aufgabe, die Helligkeitsvertheilung in seitlich der Achse gelegenen Theilen des Bildes eines optischen Systems zu bestimmen, nicht mit den Methoden der geometrischen Optik erledigt werden kann, diese vielmehr der physischen Optik Platz machen muss. Dass aber andererseits das bisher angewandte rechnerische Untersuchungs- und Konstruktionsverfahren speziell bei den photographischen Objektiven ausreichend ist, beweist der grosse Erfolg, den diese so ermittelten optischen Systeme gehabt haben.

Braunschweig, im Juli 1900.

Ein neuer Registrirapparat für Windrichtung.

Von

Wilhelm Volkmann in Berlin.

Seit einigen Monaten ist in der Wetterwarte der Kgl. landwirthschaftlichen Hochschule zu Berlin ein Apparat im Gebrauch, der mit nur zwei Federn acht Windrichtungen aufzeichnet. Im Folgenden soll seine Bauart in den Hauptzügen beschrieben werden.

Die Uebertragung geschieht elektrisch in ähnlicher Weise, wie bei dem von Hrn. Sprung angegebenen Apparate[1]); es ist ein Stromvertheiler so unter der Fuess'schen Windfahne[2]) angebracht, dass er ihrer Drehung folgt, ohne dass ihre etwaigen Vertikalstösse auf ihn übertragen werden. Der Stromvertheiler A (Fig. 1) besteht aus einem Platinsektor von 135° an senkrechter Achse und aus vier den Hauptwindrichtungen entsprechenden Platinknöpfchen, die von neusilbernen Federn der Platinscheibe entgegen gestreckt werden. Bei seiner Drehung streift der Sektor diese Knöpfchen und berührt je nach seiner Stellung eins oder zwei von ihnen. Die Achse des Sektors steht mit dem einen Pol eines Akkumulators D in dauernder

---

[1]) *Diese Zeitschr.* **9.** *S. 94. 1889.*

[2]) *Diese Zeitschr.* **4.** *S. 246. 1884.*

Verbindung, von den Federn der vier Knöpfchen führen Leitungen zu den vier Elektromagneten *m* des Registrirwerkes *B*.

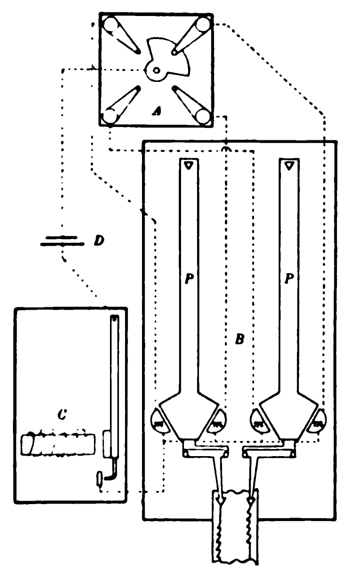
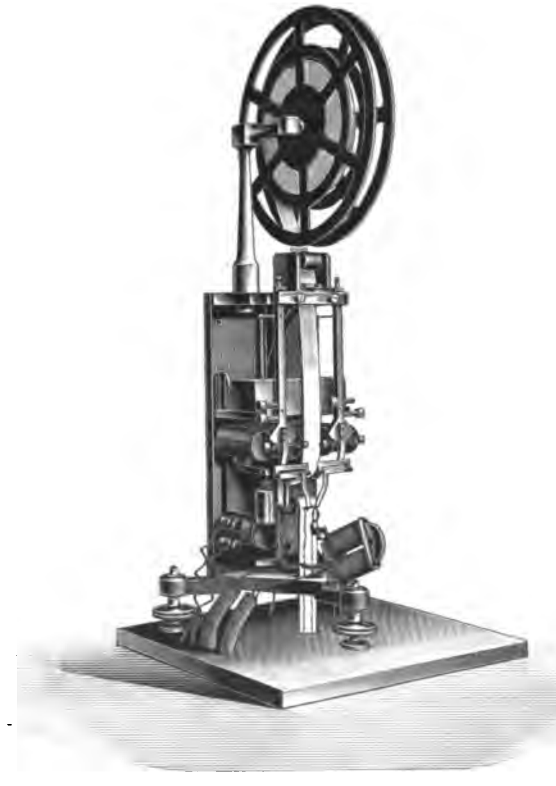


Fig. 1.

Die Magnete *m* des Registrirwerkes sind an gemeinsamer Rückwand waagerecht angebracht (vgl. auch Fig. 2). Sie stehen in zwei Paaren beieinander, entsprechend den Gegensätzen der Windrichtung Nord-Süd und Ost-West. Zwischen den vorderen Enden jedes dieser Magnet-Paare hängt ein Eisenpendel *P*, das die für diese beiden Richtungen gemeinsame Schreibfeder trägt. Ihr Ausschlag nach links bedeutet Nord, oder beim andern Pendel Ost, der Ausschlag nach rechts Süd oder West. Aus dem gleichzeitigen Spiel beider Pendel setzen sich die Zeichen der vier Zwischenrichtungen zusammen. Eine oberhalb der Magnete angebrachte Oeldämpfung macht die Bewegung der Pendel aperiodisch, Regulirschrauben begrenzen ihren Ausschlag und Ballastschrauben in den Pendeln geben die Möglichkeit, den Schwerpunkt und damit die Ruhelage der Pendel seitlich zu verändern. Zwischen den Schreibfedern spielt die in Fig. 2 sichtbare Stundenmarkirung.

Wird ununterbrochene Aufzeichnung der Richtung des Windes verlangt, so führt man die gemeinsame Rückleitung der vier Magnete zum andern Pol des Akkumulators und lässt den Papierstreifen von einem Uhrwerk treiben. In der landwirthschaftlichen Hochschule wurde einer Aufzeichnung von zwanzig Beobachtungen für jede Stunde der Vorzug gegeben. Deshalb wurde der Rückleitungsdraht zum Kontakte eines Relais *C* geleitet, das von einer Uhr aus alle drei Minuten elektrisch erregt wird. Diese Vorrichtung an der Uhr war für einen andern Zweck[1]) bereits früher beschafft worden. Das Relais besorgt zugleich den Vorschub des Papierstreifens, indem es nach jeder Aufzeichnung den an seinem Ende beschwerten Papierstreifen um ein Stückchen abrollen lässt. Daher rührt die in Fig. 1 angedeutete zackige Form der Aufzeichnung (die Figur zeigt *N*, *N*, *NE*, *NE*, *NE*, *E*, *E*), die sich sehr bequem ablesen lässt.


Fig. 2.

Der Apparat beansprucht nur eine ausserordentlich geringe Strom-

[1]) Erschütterungsvorrichtung nach Dr. Less zum Sprung'schen Barographen.

stärke. Obwohl er mit 0,4 *mm* starkem Kupferdraht bewickelt und daher jedem Magneten ein bedeutender Widerstand vorgeschaltet ist, genügt 0,01 Ampere zum sicheren Betrieb. Bei Bewicklung mit dünnerem Draht lässt sich die Stromstärke leicht auf weniger als ein Milliampere herabdrücken, was für dauernde Aufzeichnung wichtig sein dürfte. Freilich bringt die grosse Empfindlichkeit den Uebelstand mit sich, dass bei der geringsten Unvorsichtigkeit mit zu starken Strömen dauernde Magnetisirung der Elektromagnete eintritt, ein Fehler, der nur durch sehr sorgfältige Entmagnetisirung dieser und der Pendel wieder beseitigt werden kann.

Der sehr leicht gebaute Stromvertheiler beeinträchtigt die Beweglichkeit der Windfahne nicht in irgendwie merklicher Weise. Seine Abnutzung ist vermuthlich sehr gering, da die überaus schwachen Ströme die kräftigen Platinstücke nicht verändern können und bei der losen Kuppelung irgend welche Stösse der Windfahne nicht auf ihn übertragen werden.

Referate.

Ueber eine Methode zum Auflösen von Gleichungen.

Von G. Meslin. *Journ. de phys.* **9.** *S. 339. 1900.*

Der vom Verf. beschriebene und ausgeführte Apparat ist dazu bestimmt, Gleichungen von der Form

$$a x^\alpha + b x^\beta + \ldots + e x^\varepsilon = A$$

durch eine Wägung aufzulösen. Hierzu ist eine Anzahl von vertikal aufhängbaren Körpern erforderlich, deren Mantelflächen so abgedreht sind, dass die Volumina zwischen den unteren Enden und einer im Abstande x darüber liegenden Horizontalebene gleich x^α, x^β .... x^ε sind. Diese Körper werden an einem Waagebalken so aufgehängt, dass ihre unteren Enden in gleicher Höhe liegen und die Abstände der Aufhängepunkte vom Drehpunkt der Waage gleich den betreffenden Koeffizienten a, b, .. e sind. Dabei entsprechen verschiedene Vorzeichen der Koeffizienten den beiden Seiten des Waagebalkens. Darauf wird die Waage äquilibrirt und endlich auf eine im Abstand 1 befindliche Schale das Gewicht A gelegt. Es wirkt dann auf die Waage das Drehmoment A. Zweckmässig macht man durch Division der Gleichung mit einer passenden Zahl die Koeffizienten a b .. e kleiner als 1 und setzt die Länge des Waagearmes gleich 1. Die Schale für A befindet sich dann am Ende des Balkens.

Die Einrichtung ist nun so getroffen, dass die oben beschriebenen Körper (aber nicht das Gewicht A) in ein Gefäss hineinhängen, in welches man von unten Wasser einlaufen lassen kann. Wenn dann die Körper mit einer Länge x eintauchen, so üben sie insgesammt ein Drehmoment aus (im entgegengesetzten Sinne wie A) von der Grösse $a x^\alpha + b x^\beta + .. + e x^\varepsilon$. Sobald das Wasser so hoch gestiegen ist, dass die Waage einsteht, ist dieses Drehmoment gleich A, d. h. die Höhe x, welche an einem Maassstab abgelesen werden kann, ist eine Wurzel der aufzulösenden Gleichung. Hat die Gleichung mehrere reelle Wurzeln, so giebt es mehrere Ruhelagen. Um negative Wurzeln zu finden, vertauscht man in der Gleichung x mit $-x$, ebenso um sehr grosse oder kleine Wurzeln zu finden, x mit $10x$, $100x$ bezw. $^1/_{10}\,x$, $^1/_{100}\,x$ u. s. w. Um eine unförmliche Gestalt der Tauchkörper zu vermeiden, beschränkt man sich bei der Ausführung des Apparates darauf, direkt nur Wurzeln in einem kleinen Intervall etwa zwischen 0 und 1 und die übrigen mittels obiger Substitutionen zu erhalten. Bei dem Längenmaassstab für die x nehme man 10 *cm* als Einheit. An der Stelle x (in Theilen dieser Einheit von unten aus gerechnet) mache man den Durchmesser bei dem der Potenz x^n entsprechenden Körper gleich $3{,}57 \cdot \sqrt{n\,x^{n-1}}$ Millimeter. Bei den Körpern für grössere n wird der untere Theil so dünn, dass er praktisch fortfällt. Die Aufhängung muss dann so sein, dass die dem Abstand $x = 1$ ($= 10$ *cm*) entsprechenden Querschnitte genau in gleiche Höhe

kommen. Wenn man die obigen Abmessungen anwendet, muss das Gewicht A in Gramm genommen werden. Die Länge des Waagebalkens ist beliebig. Nur mache man die Theilung so, dass man den Abstand der Schale A vom Drehpunkt als Einheit nimmt. Als Material für die Tauchkörper dürfte sich der Leichtigkeit wegen das Aluminium empfehlen.

Dst.

Apparat zum Integriren gewisser Typen von Differentialgleichungen der ersten Ordnung.

Von Michel Petrovitch. *Amer. Journ. of Math.* **22.** *Nr. 1;* vgl. auch W. A. Price. *Phil. Mag.* **49.** *S. 487. 1900.*

Der Apparat ist ein Integrationsinstrument, das auf dem Prinzip der Wasserverdrängung beruht. Wenn ein vertikal auf- und abwärts bewegbarer Tauchkörper in der Höhe x den Querschnitt $f(x)$ hat, so verdrängt er bei der Bewegung um dx die Wassermenge $dV = f(x) \cdot dx$. Bei dem Instrument wird nicht die verdrängte Wassermenge gemessen, sondern die Bewegung der Wasseroberfläche mittels eines Schwimmkörpers aufgezeichnet, und ausserdem werden mehrere Tauchkörper benutzt. Dadurch nimmt die Differentialgleichung, für welche der Schreibstift eine partikuläre Lösung liefert, eine allgemeinere Form an. Man kann nun wohl bei gegebener Form und Bewegungsart der Tauchkörper die entsprechende Differentialgleichung hinschreiben und durch den Apparat partikuläre Lösungen derselben erhalten. Indessen ist es nicht möglich, beliebig gegebene Differentialgleichungen mit dem Apparat zu integriren, sondern nur solche, welche sich auf ein einfaches Integral zurückführen lassen. Ausserdem sind für jede neue Integration andere Tauchkörper erforderlich. Als kinematisches Instrument ist der Apparat sehr vielseitig, indem sich mit wenigen Tauchkörpern die mannigfaltigsten Kurven zeichnen lassen. *Dst.*

Ueber ein elektrisches Seismoskop.

Von G. Agamennone. *Boll. della Soc. Sismologica Italiana, Modena* **3.** *S. 37. 1897 u. S. 157. 1898.*

Verfasser giebt die Einrichtung eines elektrischen Seismoskopes folgender Konstruktion an.

Auf einem Dreifuss erhebt sich vertikal ein Stahldraht von 1 *mm* Dicke und 35 *cm* Länge, dessen oberes Ende in einen Platindraht ausläuft. In etwa $^1/_3$ seiner Höhe ist der Draht zentrisch durch eine Bleischeibe von 200 *g* Gewicht geführt, die an ihm festgeklemmt ist.

Neben ihm erhebt sich auf demselben Dreifuss in etwa 5 *cm* Entfernung, elektrisch isolirt von dem ersten, ein zweiter, annähernd doppelt so dicker Stahldraht, der eine gleiche Bleischeibe an seinem oberen Ende trägt. Ausserdem trägt das obere Ende noch einen horizontalen Kreuzschlitten, an dem ein mit einem Loch versehenes Platinblech befestigt ist. Der Durchmesser des Loches ist wenige zehntel Millimeter grösser, als der des Platindrahtes, sein Abstand vom zweiten Stahldraht 5 *cm*. Bei der Aufstellung des Instrumentes wird das Platinende des ersten Stahldrahtes durch das Loch geführt und es werden hierauf beide Theile mittels des Kreuzschlittens so gegeneinander korrigirt, dass der Draht die Wandungen des Loches nicht berührt. Beim Eintreten eines Erdbebens kommen nun beide Stahldrähte in Schwankungen, wodurch eine Berührung zwischen Lochwandung und Platindraht hervorgerufen wird, die ein elektrisches Signal veranlasst. Mit Hülfe eines Chronographen kann man die Zeit des Bebenanfanges bestimmen. Das Instrument dürfte für Länder, die von lokalen Erdbeben heimgesucht werden, zu empfehlen sein. *Hck.*

Ueber den Gebrauch des Mikroseismographen für zwei Komponenten zum Studium langsamer Bodenbewegungen.

Von T. Gnesotto. *Atti del R. Istituto Veneto di scienze, lettere ed arti* **57.** *S. 289. 1898/99;* auszugsweise in *Nuovo Cimento (4)* **9.** *S. 454. 1899.*

Der Vicentini'sche Mikroseismograph, von dem sich bereits eine kurze Beschreibung in *dieser Zeitschr.* **19.** *S. 341. 1899* befindet, eignet sich nicht nur zum Studium der Erdbebenstörungen, sondern erlaubt auch die Messung langsam verlaufender Neigungsänderungen,

wie z. B. der Bewegungen der oberen Theile der Erdscholle in Folge der Sonnenstrahlung, wenn er auch nicht die Empfindlichkeit und Genauigkeit des Horizontalpendels erreicht. Jedoch tritt ein Uebelstand störend auf. Wie man sofort aus der Abbildung auf *S. 342 a. a. O.* sieht, ist je nach der Stellung des in die Schreibfedern eingreifenden Stiftes die Vergrösserung der Bewegung des Pendels variabel, da die Länge der Hebelarme sich verändert. Gnesotto hat hierüber eine genauere Untersuchung angestellt und Tafeln berechnet, aus denen man die anzubringenden Korrektionen ohne Weiteres entnehmen kann. Die Korrektionen sind durchaus nicht unbedeutend und müssen bei Beobachtungen von nur einiger Genauigkeit berücksichtigt werden. *Hck.*

Prüfung eines neuen Anemometers von R. Gradenwitz und Theorie dieses Instruments.

Von H. Maurer. *Ann. d. Hydrogr. u. marit. Meteorolog.* **28.** *S. 227. 1900.*

Das Schalenkreuz-Anemometer ist meist nur zur Bestimmung der mittleren Windgeschwindigkeit eingerichtet. Um auch die augenblickliche Geschwindigkeit jederzeit ablesen zu können, hat Hr. Gradenwitz an das untere Ende der mitrotirenden Anemometerachse ein Gyrometer (einen mitrotirenden, theilweise mit Glyzerin gefüllten Glaszylinder) angebracht. Die von der Windgeschwindigkeit abhängige Senkung des Flüssigkeits-Meniskus kann an einer Skale abgelesen werden, auf welcher die Tourenzahlen des Schalenkreuzes per Minute angegeben sind.

Der deutschen Seewarte in Hamburg waren zwei derartige Instrumente zur Prüfung übergeben; der Verf. hat diese Prüfung durch theoretische Betrachtungen ergänzt. Zunächst wurde auf dem Combes'schen Rotationsapparat die Abhängigkeit der Drehungszahl des Schalenkreuzes von der Windgeschwindigkeit festgestellt, wobei sich, wie zu erwarten, die Reibungskonstante ziemlich gross (über 1,5 *m*/Sek.) ergab. Zur genauen Wiedergabe der Beziehungen musste eine quadratische Formel gewählt werden, jedoch kann man bei Geschwindigkeiten zwischen 6 und 16 *m*/Sek. die Tourenzahl direkt proportional der Windgeschwindigkeit setzen, ohne Fehler von mehr als 0,2 *m*/Sek. zu begehen. Mittels eines durch einen Blasetisch erzeugten Luftstroms wurde alsdann die auf dem Glaszylinder angebrachte Skale, also die Abhängigkeit der Meniskus-Senkung von der Tourenzahl untersucht. Die theoretische Ableitung dieser Funktion führte zu dem interessanten Resultat, dass für den Fall, wo die am Rande des Zylinders hochsteigende Flüssigkeit das obere Glasrohrende schon erreicht, die Abstände des tiefsten Punktes der Flüssigkeitsoberfläche vom oberen, ebenen Rande des Glasrohres direkt proportional der Winkelgeschwindigkeit der Glaswandung, also auch der Tourenzahl[1]) und damit auch zwischen 6 und 16 *m*/Sek. der Windgeschwindigkeit proportional sind. Dann erhält man für jedes Glasrohr, unabhängig von dessen Radius, dieselbe Skale, falls nur das vom Meniskus eingeschlossene Luftvolumen dasselbe ist. Aus den Formeln ergiebt sich für die Konstruktion der Apparate der Hinweis, dass man verhältnissmässig weite Röhren nehmen muss. Dabei wird auch die Winkelgeschwindigkeit, bei welcher die Flüssigkeit den Deckel erreicht, und von der an man eine gleichmässige Skale benutzen kann (bis dahin wächst die Skale mit wachsender Winkelgeschwindigkeit) beträchtlich kleiner. *Sg.*

Deformation durch Erwärmung als Ursache für die thermische Veränderung der Empfindlichkeit von Waagen.

Von Th. Middel. *Ann. d. Physik* **2.** *S. 115. 1900.*

Bei den auf der Spandauer Zitadelle ausgeführten Wägungen zur Bestimmung der Gravitationskonstante und der mittleren Dichtigkeit der Erde beobachteten Richarz und Krigar-Menzel in langen Perioden verlaufende Aenderungen der Empfindlichkeit ihrer

[1]) Dies Resultat ist schon früher abgeleitet worden; vgl. z. B. Göpel, *diese Zeitschr.* **16.** *S. 33. 1896.* — Anm. d. Red.

Waage (vgl. *diese Zeitschr.* **19.** *S. 54. 1899*). Es lässt sich nun der Nachweis führen, dass diese Aenderungen in einem direkten Zusammenhang mit der Temperatur der Waage stehen und zwar dass einer Temperaturzunahme eine Abnahme der Empfindlichkeit entspricht, welche für das in Frage kommende Temperaturintervall zwischen 5° und 12° etwa $^1/_{10}$ des Ganzen beträgt. Richarz und Krigar-Menzel haben eine Erklärung dieses Verhaltens in der Annahme gesucht, dass die Oberseite des Waagebalkens einen grösseren thermischen Ausdehnungskoeffizienten habe als die Unterseite, und in der That gelangten sie durch eine Ueberschlagsrechnung zu einem Werthe für die Ausdehnungsdifferenz $\alpha_1 - \alpha_2 = 4 \cdot 10^{-7}$, welcher etwa in der Mitte liegt zwischen dem von Lavoisier und Laplace beobachteten Werth $\alpha_1 - \alpha_2 = 2{,}3 \cdot 10^{-7}$ für gehämmertes gegen gezogenes Messing und dem von Smeaton gefundenen Werth von gezogenem gegen gegossenes Messing $\alpha_1 - \alpha_2 = 5{,}8 \cdot 10^{-7}$. Es ist somit wahrscheinlich, dass im vorliegenden Falle die Oberseite des Waagebalkens stärker gehämmert ist als die Unterseite.

In der vorliegenden Arbeit will nun Verf. den Nachweis erbringen, dass die obige Hypothese thatsächlich zu Recht besteht. Er verfährt hierzu derart, dass er auf die Enden des Waagebalkens mit ihrer spiegelnden Fläche einander zugewandte Spiegel befestigt und das Bild einer Skale entweder nach einmaligem oder nach mehrmaligem Hin- und Hergang zwischen beiden Spiegeln in einem Fernrohr betrachtet. Tritt dann bei einer Erwärmung eine Krümmung des Waagebalkens ein, so nehmen die beiden Spiegel eine veränderte Neigung gegen einander an, und es erscheint eine andere Stelle der Skale im Gesichtsfelde des Fernrohrs. Aus der Verschiebung der Skale und den Entfernungen von Spiegeln und Skale lässt sich in einfacher Weise die Krümmung des Waagebalkens berechnen.

Ein Wandern der Skale im Fernrohr konnte ausser durch die Krümmung auch noch durch Drehungen des Waagebalkens in Folge von thermischen Verzerrungen seiner Befestigung auftreten und somit zu falschen Schlüssen Veranlassung geben. Um beide Erscheinungen zu trennen, wurde noch jedem Spiegel in einer Entfernung von 4,50 *m* eine beleuchtete Skale gegenübergestellt und die Strahlen derselben nach Reflexion an nur einem Spiegel in einem an derselben Seite des Balkens befindlichen Kontrolfernrohre aufgefangen. Während man bei einer Krümmung des Waagebalkens in beiden Kontrolfernrohren eine Wanderung der Skalen im gleichen Sinne beobachtet, gehen bei einer Drehung des Balkens die Wanderungen in entgegengesetzter Richtung vor sich.

Die Erwärmung des Waagebalkens geschah im Wasserbade. Als Anfangstemperatur ist die jeweilige Zimmertemperatur, meist 12°, gewählt. Ueber 75° ist die Erwärmung nicht ausgedehnt.

Aus allen zuverlässigen Beobachtungsreihen ergab sich übereinstimmend, dass in der That die Temperaturerhöhung eine Krümmung des Balkens in dem Sinne bewirkt, wie es nach den in Spandau gemachten Erfahrungen und nach der von Richarz und Krigar-Menzel angenommenen Erklärung derselben zu vermuthen war.

Im Laufe der Untersuchungen mit unbelasteter Waage zeigte sich die eigenthümliche Erscheinung, dass der Balken seine Eigenschaft, sich zu krümmen, fast vollständig verloren hatte. Diese Abnahme der thermischen Krümmung erklärt Verf. durch die Annahme, dass durch das wiederholte Erwärmen Veränderungen in der molekularen Struktur des Balkenmetalls eingetreten sind. Erwärmt man ein Stück Metall, welches zuvor gehämmert oder gezogen wurde, so hat dasselbe nach dem Erkalten seine ursprüngliche Weichheit wiedererlangt. Demnach kann man annehmen, dass die stärker gehämmerte Oberseite des Waagebalkens allmählich ihre grössere Härte und damit ihren grösseren Ausdehnungskoeffizienten verlor, wodurch der Balken die Eigenschaft, sich beim Erwärmen zu krümmen, einbüsste.

Um seine Versuche völlig einwandfrei zu gestalten, unternahm Verf. noch eine Reihe von Beobachtungen am belasteten Waagebalken entsprechend den thatsächlichen Verhältnissen bei den Wägungen in Spandau. Die Versuche mit der Belastung wurden zwar erst angestellt, als der Balken bereits die Fähigkeit, sich bei Erwärmung zu krümmen, verloren hatte. Immerhin ergeben aber die Versuche das Resultat, dass die in der Spandauer Arbeit

angewandte Belastung auf die Grösse der thermischen Krümmung keinen nennenswerthen Einfluss gehabt hat.

Endlich hat Verf. noch an zwei in passender Weise mit einander verbundenen Metallstäben, mit denselben Strukturverschiedenheiten, wie sie für den Spandauer Waagebalken anzunehmen waren (Messingstäbe von 165 *mm* Länge, 15 *mm* Breite und 6,5 *mm* Dicke, der eine aus weichem gegossenen Messing, der andere hart gewalzt) sowohl die thermische Krümmung, als auch die Abnahme derselben bei Anstellung öfterer Beobachtungen nachgewiesen und damit einen weiteren Beweis für die Richtigkeit der obigen Hypothesen geliefert. *Schl.*

Untersuchung von Thermometern aus älteren Glassorten und Nachprüfung von Hauptnormalthermometern der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Von Fr. Grützmacher. *Inauguraldissertation, Berlin 1900.*

Die Untersuchungen der Thermometer sind nach den bekannten exakten Methoden der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt. Im Besonderen ist Folgendes zu bemerken.

Die Kalibrirung der Instrumente geschah in der Art, dass das Thermometer in eine mit Wasser gefüllte Glasröhre eingebettet wurde. Die grössere Wassermenge verhinderte dann schnelle Temperaturänderungen des Thermometers beim Manipuliren mit der ganzen Vorrichtung.

Der Siedeapparat war, um Ueberhitzungen des die Thermometer bespülenden Dampfes auszuschliessen, derart konstruirt, dass das Wasser des inneren Theiles des doppelwandigen Kessels nur durch den Dampf des äusseren geheizt wurde, und dass zwischen beiden Kesseln keine metallische Leitung bestand. Durch theilweises Schliessen der den Dampf nach aussen abführenden Hähne konnte der Ueberdruck im Apparate innerhalb geringer Grenzen variirt werden. Der Ueberdruck wurde an verschiedenen Stellen des Dampfraumes durch Wassermanometer gemessen.

Die Vergleichung geschah in einem nach aussen gegen Wärmeverlust gut isolirten Wasserbade, welches ähnlich wie ein von Rothe konstruirtes Oelbad für höhere Temperaturen[1]) elektrisch geheizt und kräftig gerührt wurde. Durch drei an den Aussenseiten des Apparates angebrachte vertikale Stangen wird eine Traverse gehalten, an welcher ein etwa 5 *cm* weites Messingrohr angeschraubt ist, dessen unteres mit einer Brücke versehenes Ende auf einem am Kesselboden angelötheten Zapfen ruht. Durch dieses Messingrohr geht die oben mit einer Schnurscheibe, auf der unteren Hälfte mit zwei kleinen Schiffsschrauben versehene Achse des Rührwerks, während um die untere Hälfte des Messingrohres herum, durch Glimmerblättchen und Asbestpapier isolirt, die Heizspirale aufgewickelt ist. Ueber dieses Messingrohr ist, soweit die Heizspirale reicht, mittels Ringscheiben ein etwas weiteres Messingrohr gelöthet. Der Hohlraum zwischen beiden Zylindern ist zur weiteren Isolirung und besseren Wärmeleitung mit Oel ausgefüllt. Durch den 40 *m* langen und 0,8 *mm* dicken Draht aus Patentnickel konnte bei 110 Volt Spannung die Temperatur des Bades auf 75° konstant gehalten werden.

Die Vergleichungen ergaben zunächst bei den Hauptnormalthermometern kleine individuelle Unterschiede, insbesondere ergaben sie aber eine Bestätigung der von Gumlich und Scheel aufgestellten Berechnungen[2]), dass wegen der relativ grösseren Ausdehnung des Skalenglases Einschlussthermometer aus Jenaer Glas 59^{III} höher zeigen als Stabthermometer. Den von Scheel[3]) für Stabthermometer aus Jenaer Glas 59^{III} berechneten Gaskorrektionen sind demnach bei Anwendung auf Einschlussthermometer noch folgende Superkorrektionen zuzufügen:

---

[1]) *Diese Zeitschr.* **19.** *S. 143. 1899.*
[2]) *Diese Zeitschr.* **17.** *S. 354. 1899.*
[3]) *Wied. Ann.* **58.** *S. 168. 1896.*

in 0,001° C.

bei 0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°
100°	95°	90°	85°	80°	75°	70°	65°	60°	55°	
0	— 4	— 7	— 10	— 12	— 14	— 16	— 17	— 18	— 19	— 19

Die für die übrigen untersuchten Thermometer gefundenen Reduktionen der Angaben auf die Wasserstoffskale sind durch die Formel $a \cdot t (100 - t) + b \cdot t (100 - t)^2$ dargestellt, wobei sich für die Konstanten a und b folgende Werthe ergeben haben:

Nummer des Thermometers	Glassorte und Jahr der Anfertigung des Thermometers		a	b	Depression nach Erwärmung auf 100°
1a u. 11	Kaliglas 1848		-44900×10^{-9}	-248×10^{-9}	0,175°
9683	Uranglas 1856		— 40 145	— 361	
1856	Minderwerth. Thüringer Glas 1856		— 38 505	— 154	
28	„ „ „ 1878		— 73 847	— 228	0,67°
12486	Besseres Thüringer Glas 1878		— 43 023	— 467	
96	Jena XII^4	1884	— 37 870	— 528	0,06°
120	Jena XIV^{III}	1884	— 19 976	— 401	0,07°
78	Jena 14	1884	— 29 428	— 576	0,10°
121 u. 122	Jena XVI^{III}	1884	— 36 442	— 142	
272 u. 273	Jena 18^{III}	1885	— 1 679	— 327	0,035°
135	Jena 20^{III}	1885	— 47 091	— 147	0,32°
150	Jena XXI	1884	— 71 793	— 55	0,68°

Verf. untersucht zum Schluss die Abhängigkeit der Depressionen und Reduktionen von der chemischen Zusammensetzung der Gläser. Wegen der Einzelheiten sei insbesondere auf die tabellarische Zusammenstellung im Original verwiesen. Aus der Untersuchung geht zunächst die bekannte Thatsache hervor, dass, wenn man von dem ganz ungewöhnlich zusammengesetzten Glase 18^{III} absieht, die besten Thermometergläser, deren Abweichung vom Gasthermometer und deren thermische Nachwirkung sehr gering ist, diejenigen sind, welche bei grossem Gehalt an Kieselsäure nur *ein* Alkali enthalten. Das Vorhandensein beider Alkalien verschlechtert das Glas bedeutend und zwar um so mehr, je mehr ausser der absoluten Menge derselben sich ihr Verhältniss der Einheit nähert. Die durch Kieselsäure, Kalk und Thonerde bedingte Schwerschmelzbarkeit wird durch Borsäure und die Alkalien gemildert. Kaligläser sind im Allgemeinen härter als Natrongläser.

Depression und Reduktion sind in gleicher Weise von der Zusammensetzung der Glassorte abhängig, sodass der grösseren Reduktion eine grössere Depression entspricht, und zwar bietet die Bestimmung der Eispunktsdepression an abgelagerten oder gut gealterten Instrumenten das einfachste Mittel, sich über die Güte eines Glases zu thermometrischen Zwecken ein Urtheil zu bilden. *Schl.*

Ueber einige verbesserte Linsenformeln und optische Messungsmethoden.

Von Th. H. Blakesley. *Phil. Mag.* (5) **49.** *S. 447. 1900.*

Der Verf. entwickelt zunächst die bekannten Formeln zur Bestimmung der Konstanten eines zusammengesetzten optischen Systems, wenn die Konstanten und der Abstand der beiden Theilsysteme gegeben sind. Er findet ferner, dass ein aus einem Linsensystem und einem Kugelspiegel bestehendes System die Wirkung eines virtuellen Spiegels besitzt, von welchem die Oberfläche ebenso wie der Krümmungsmittelpunkt in Bezug auf das Linsensystem konjugirt ist zu der Oberfläche bezw. dem Krümmungsmittelpunkt des reellen Spiegels. Im Anschluss daran werden Methoden zur Bestimmung der Brennweite, des Brechungsquotienten und des Krümmungsradius mitgetheilt; bei allen diesen gründet sich das Beobachtungsverfahren darauf, dass Objekt und Bild durch Autokollimation zum Zusammenfallen gebracht werden. Die Bestimmung der Brennweite erfolgt nach einem bereits von Cornu (*Journ. de phys.* **6.** *S. 276 u. 308. 1877*) benutzten Prinzip. Die Methode zur Messung des Brechungsquotienten von Flüssigkeiten dürfte bei der grossen Zahl von Refraktometerkon-

struktionen keinem praktischen Bedürfniss entsprechen. Schon früher angewandt ist wohl die Methode zur Messung der Krümmung einer Linsenfläche, bei der nach Bestimmung der Konstanten der Linsen der Krümmungsmittelpunkt des virtuellen Spiegels aufgesucht wird, der die vereinigte Wirkung der zu untersuchenden Fläche als Spiegel (dieselbe wird versilbert oder in ein Quecksilberbad getaucht) und der Linse darstellt. *A. K.*

Ueber die beste Form der zweilinsigen achromatischen Fernrohrobjektive.

Von W. Harkness. *Amer. Journ. of Science* (4) **9.** *S. 287. 1900.*

Nach einigen wenig erschöpfenden historischen Bemerkungen über diesen Gegenstand beweist der Verf., dass die Bedingung für das Verschwinden der sphärischen Aberration ausser der Achse identisch ist mit der für das Verschwinden der sphärischen Aberration für sämmtliche Achsenpunkte. Dies Resultat gilt jedoch nur für das imaginäre optische System des Verf., welches ein Paar konjugirter Ebenen besitzt, die mit der Vergrösserung 1 in aller Strenge in einander abgebildet werden; auch beschränkt sich der Verf. auf die Strahlen, welche in einem durch die optische Achse gelegten Schnitt verlaufen. Für wirkliche Linsensysteme lässt sich bekanntlich zeigen, dass die Forderung, ein zur Achse senkrechtes unendlich kleines Flächenstück mit beliebig weit geöffneten Büscheln scharf abzubilden, in Widerspruch steht mit der Forderung, ein unendlich kleines Stück von derselben Stelle der Achse entsprechend scharf abzubilden. Aber auch, wenn man sich darauf beschränkt, das erste Glied der nach Potenzen der Oeffnung entwickelten sphärischen Aberration zu annulliren, sind die beiden Bedingungen nicht identisch. Als 4. Gleichung wird man daher bei der Berechnung von zweilinsigen Fernrohrobjektiven nicht, wie der Verf. will, die Herschel'sche Bedingung einführen, sondern bei der Fraunhofer'schen bleiben.

A. K.

Methode zur Bestimmung der mittleren Erddichte und der Gravitationskonstante.

Von A. Gerschun. *Compt. rend.* **129.** *S. 1013. 1899.*

Bereits von H. Schröder (*Centr. Ztg. f. Opt. u. Mech.* **2.** *S. 7. 1881*) ist darauf hingewiesen worden, dass der Krümmungsradius der Erde aus der astigmatischen Deformation eines homozentrischen Strahlenbüschels, welches an einem Quecksilberniveau unter grossem Neigungswinkel reflektirt wird, beobachtet werden kann. Der Verf. will dieselbe Methode benutzen, um die Veränderung der Niveaufläche durch eine darüber gebrachte störende Masse (Platinkugel) zu untersuchen. Wie man daraus die obigen Konstanten berechnen kann, ist ja bekannt. *A. K.*

Ueber achromatische Linsensysteme. (2. Mitth.)

Von C. V. L. Charlier. *Meddelanden från Lunds Astron. Observ. 1899.*

Für ein vollkommen achromatisches Linsensystem müssen einerseits die Brennweiten, andererseits die Schnittweiten für verschiedene Farben gleich sein. Ein System, bei dem nur die eine dieser Bedingungen erfüllt ist, nennt der Verf. ein halbachromatisches; solche sind die aus zwei dünnen Linsen in endlichem Abstande bestehenden, für welche der Verf. die Formeln aufstellt und diskutirt und Tabellen der in Betracht kommenden Grössen bei verschiedenem Abstande giebt. *A. K.*

Absolute Messungen mit dem Polaristrobometer und Benutzung desselben mit weissen Lichtquellen.

Von H. Wild. *Vierteljahrsschrift d. Naturf. Gesellsch. in Zürich.* **44.** *S. 136. 1899.*

Mit seinem verbesserten Polaristrobometer (siehe das Referat in *dieser Zeitschr.* **19.** *S. 348. 1899*) hat Wild einige absolute Messungen an Quarzplatten ausgeführt. Erwähnt seien hier nur die Versuche mit einer Quarzplatte, deren Drehung für spektral gereinigtes Natriumlicht bei 20° C. vorher in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu 34,612° bestimmt

worden war. Für diese Quarzplatte erhielt Wild im Mittel von Messungen in den beiden dunklen Quadranten die folgenden auf 20° C. reduzirten Drehungswerthe:

34,613°, Natriumlicht durch ein Prisma von schwerem Glas gereinigt,

34,613°, Natriumlicht durch ein fünffaches Amici'sches Prisma gereinigt.

Um das Polaristrobometer für technische Zwecke mit gewöhnlichen weissen Lichtquellen benutzen zu können, zerlegt Wild das weisse Licht entweder durch obigen Prismensatz oder nach der Landolt'schen Methode mit Hülfe von Strahlenfiltern. In beiden Fällen wird jedoch weder die Empfindlichkeit noch die absolute Sicherheit erreicht, die Halbschatten-saccharimeter mit Quarzkeilkompensation besitzen.

Am Schluss seiner Arbeit berechnet Wild Tabellen, um aus den gemessenen Drehungen von Zuckerlösungen die bezüglichen Konzentrationen entnehmen zu können. Indessen ist die auf *S. 155* gegebene Tabelle zur Reduktion der Drehungswinkel auf die Normaltemperatur von 20° nicht richtig, da der vom Referenten bestimmte Temperaturkoeffizient 0,000217 sich in Wirklichkeit nicht auf den beobachteten Drehungswinkel α, sondern auf die spezifische Drehung $[\alpha]$ bezieht. Die Aenderung des Drehungswinkels $\alpha_t = \frac{[\alpha]_t \, l_t \, c_t}{100}$ mit der Temperatur t ist bedeutend grösser, weil mit wachsendem t nicht allein $[\alpha]$ sondern in noch stärkerem Maasse c abnimmt, während l im Vergleich zu den Aenderungen von $[\alpha]$ und c nur sehr wenig zunimmt (vgl. *diese Zeitschr.* ***17.*** *S. 180. 1897*; ***20.*** *S. 113. 1900*; Landolt, Das optische Drehungsvermögen. 2. Aufl. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn 1898. *S. 345, 398 u. 531*). *Schck.*

Ueber monochromatische Lichtquellen.

Von Ch. Fabry und A. Pérot. *Journ. de phys.* (*3*) ***9.*** *S. 369. 1900.*

Die Verf., welche bekanntlich in der Messung der Wellenlängen des Lichts mit Hülfe des von ihnen konstruirten Interferenzspektrometers aussergewöhnliche Erfolge erzielt haben (vgl. auch *diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 350. 1899*), geben in der vorliegenden Abhandlung auf Grund ihrer reichen Erfahrung eine Uebersicht über die Brauchbarkeit der verschiedenen Methoden zur Herstellung monochromatischen Lichtes.

Unter einem idealen monochromatischen Licht wird man eine helle Spektrallinie von äusserst geringer, unveränderlicher Breite und einer ganz bestimmten, unveränderlichen Wellenlänge verstehen, in deren unmittelbarer Nähe sich keine anderen Linien befinden, sodass sie leicht isolirt werden kann. Derartige Linien giebt es thatsächlich überhaupt nicht, denn einmal ist die Breite und die Wellenlänge der von glühenden Gasen herrührenden Spektrallinien von Temperatur und Druck abhängig, und dann haben auch die Verf. durch ihre früheren Messungen nachgewiesen, dass alle bisher als einzeln angesehenen Spektrallinien thatsächlich aus mehreren bestehen, nämlich einer gewöhnlich sehr hell leuchtenden Hauptlinie und einer bis mehreren begleitenden Nebenlinien, die von der ersteren nur mit den allerfeinsten Hülfsmitteln zu trennen sind. Unter der Wellenlänge eines sogenannten monochromatischen Lichtes hat man also genau genommen diejenige Wellenlänge zu verstehen, welche dem Schwerpunkt eines derartigen Linienkomplexes zukommt, und dieser Schwerpunkt kann sich unter Umständen nicht unbeträchtlich verschieben, wenn nämlich die Breite und die Intensität der Nebenlinien sich ändert. Somit wird man bei genauen Messungen nicht nur die Wellenlänge einer Linie schlechthin angeben dürfen, sondern auch die Art und Weise in Betracht zu ziehen haben, wie das monochromatische Licht gewonnen wurde.

Das früher fast ausschliesslich angewandte Mittel zur Herstellung monochromatischen Lichtes, nämlich die Verflüchtigung von Salzen in nichtleuchtenden Flammen, kommt heutzutage wegen der verhältnissmässig geringen Intensität und der Unbeständigkeit des Lichtes für genaue Messungen kaum mehr in Betracht. Vorzügliche Resultate dagegen geben die Geissler'schen Röhren, doch sind die Eigenschaften dieses Lichtes in hohem Maasse abhängig von der Art der elektrischen Entladung; um sehr feine Linien von bestimmter Wellen-

länge zu erzielen, hat man jede Unstetigkeit in der Entladung zu vermeiden. Solche Unstetigkeiten treten aber schon bei einem gewöhnlichen Induktionsapparat auf, und in verstärktem Maasse, wenn man einen Kondensator damit verbindet. In letzterem Falle scheint die Temperatur des Gases zu steigen, eine Reihe neuer Linien kann zum Vorschein kommen, und die relative Helligkeit der begleitenden Nebenlinien kann sich ändern, also der Schwerpunkt des Liniensystems sich verschieben. Wesentlich besser wirkt ein durch einen Transformator auf etwa 1000 Volt gebrachter Wechselstrom, am besten aber ein Gleichstrom von 700 bis 800 Volt. Die Verf. entnahmen denselben einer Akkumulatorenbatterie von 0,4 Amperestunden Kapazität, die bei dem geringen Strom von 3 bis 4 Milliampere hinreichend lang aushielt. Die hierdurch erzeugten Linien waren so fein und die Nebenlinien so schwach, dass die Verf. mit der grünen Quecksilberlinie noch auf eine Entfernung von 43 *cm*, d. h. auf 790 000 Wellenlängen, deutliche Interferenzen erhielten.

Die Funkenentladung zwischen den aus verschiedenen Metallen u. s. w. hergestellten Elektroden eines Induktoriums, die wegen ihrer grossen Bequemlichkeit vielfach angewendet wird, liefert durchweg breite Linien, neben denen entsprechend der hohen Temperatur auch noch das Luftspektrum auftritt. Die Einschaltung einer Spule mit Selbstinduktion wirkt zwar günstig, trotzdem kann aber diese Methode zur Herstellung von Interferenzen nur bei ganz geringen Gangunterschieden dienen.

Grosse Vorzüge bietet die Anwendung des elektrischen Lichtbogens; bei schwer schmelzbaren Substanzen, wie Eisen u. dgl., kann man die Elektroden direkt aus der betreffenden Substanz herstellen; die Verf. erhielten beispielsweise mit mehreren auf diese Weise gewonnenen Eisenlinien Interferenzen bis 10 *mm* Gangdifferenz. Leichter schmelzbare Stoffe werden entweder als Metalle oder als Salze in die Höhlung des Kohlenstifts eingeführt. Gute Resultate lieferte auch die von Pellin konstruirte Lampe, bei welcher ein Quecksilberbad als positive, ein Kohlenstift als negative Elektrode dient; die sehr gleichmässig und hell brennende Lampe eignet sich namentlich zu Projektionszwecken. Ganz besonders bewährte sich jedoch die Arons'sche Quecksilberlampe, bei welcher der Lichtbogen im luftleeren Raum entsteht. Die ursprüngliche Form änderten die Verf. dahin um, dass sie als Elektroden zwei konzentrische Glasröhren verwendeten, von welchen die innere ungefähr $^1/_3$ der Höhe der äusseren erreichte. Beide Röhren waren so weit mit Quecksilber gefüllt, dass die Menisken nur noch durch den oberen Rand der inneren Glasröhre getrennt wurden; eine geringe Erschütterung genügte dann, um den Kontakt zwischen den beiden Quecksilberelektroden herzustellen und die Lampe in Gang zu setzen. Die Stromzuführung erfolgte wie bei der Arons'schen Form.

Die Lampe liefert im Wesentlichen nur vier sehr helle Linien, zwei gelbe, eine grüne und eine violette, die sich für viele Zwecke schon durch Absorptionsmittel trennen lassen; die grüne und violette Linie kann durch eine Lösung von Eosin, die gelbe durch Didymchlorid, die violette allein durch Kalichromatlösung beseitigt werden; die beiden letzten Lösungen zusammen lassen also nur noch das am meisten verwendete grüne Licht hindurch.

Die vortrefflichen Eigenschaften der Arons'schen Bogenlampe veranlassten die Verf. zur Konstruktion einer ähnlichen Lampe für andere Metalle. Da Wechselstrom bei niedriger Spannung zwischen Metallelektroden nicht unterhalten werden kann und Gleichstrom im Vakuum wegen des Materialverbrauchs der einen Elektrode ebenfalls nicht anwendbar erschien, verwendeten die Verf. einen diskontinuirlichen Lichtbogen, indem sie die Elektroden im Vakuum nach dem Prinzip des Wagner'schen Hammers anordneten. Auf diese Weise gelang es ihnen, einige Linien des Silbers, Kupfers und Zinks sowie auch die gelben Natriumlinien zu untersuchen, indem sie eine Legirung von Natrium und Silber verwendeten.

Die folgende Tabelle giebt eine Zusammenstellung der von Pérot und Fabry gemessenen Wellenlängen, welche sämmtlich auf die Längen der von Michelson bestimmten Kadmiumlinien bezogen sind.

Metall	Lichtquelle	Wellenlänge	Beobachter
Quecksilber	Bogen im Vakuum	435,8343	Pérot u. Fabry
Zink	„ „ „	468,0138	„ „ „
„	„ „ „	472,2164	„ „ „
Kadmium	Geissler'sche Röhre	479,99107	Michelson
Zink	Bogen im Vakuum	481,0535	Pérot u. Fabry
Kadmium	Geissler'sche Röhre	508,58340	Michelson
Kupfer	Bogen im Vakuum	510,5543	Pérot u. Fabry
„	„ „ „	515,3251	„ „ „
Silber	„ „ „	520,9081	„ „ „
Kupfer	„ „ „	521,8202	„ „ „
Quecksilber	Geissler'sche Röhre	546,07424	„ „ „
Silber	Bogen im Vakuum	546,5489	„ „ „
Quecksilber	Geissler'sche Röhre	576,95984	„ „ „
Kupfer	Bogen im Vakuum	578,2090	„ „ „
„	„ „ „	578,2159	„ „ „
Quecksilber	Geissler'sche Röhre	579,06593	„ „ „
Natrium	Flamme	588,9965	„ „ „
„	„	589,5932	„ „ „
Zink	Bogen im Vakuum	636,2345	„ „ „
Kadmium	Geissler'sche Röhre	643,84722	Michelson
Lithium	Flamme	670,7846	Pérot u. Fabry

Glch.

Analyse oszillirender Flaschenentladungen mittels der Braun'schen Röhre.

Von F. Richarz und W. Ziegler. *Mitth. d. naturwiss. Vereins f. Neuvorpommern u. Rügen* **31.** *1899.*

Die Entladungen, welche Richarz und Ziegler studiren, werden einer Batterie Leidener Flaschen von 1400 elektrostatischen *C.G.S.*-Kapazitätseinheiten entnommen. Die Flaschen wurden durch ein grosses Induktorium geladen und durch ein Funkenmikrometer und durch eine Spule, welche unter das Diaphragma einer Braun'schen Röhre gebracht war, entladen. Ausserdem enthielt der Entladungskreis noch eine Spule von grösserer Selbstinduktion. Die Braun'sche Röhre wurde durch eine kräftige Influenzmaschine erregt, das Induktorium mit einem Neef'schen Hammer betrieben und die Kugeln des Funkenmikrometers bis auf einige zehntel Millimeter zusammengeschraubt. Bei jedem Schlag des Induktoriums zeigte sich dann im rotirenden Spiegel das in Fig. 1 skizzirte Bild.

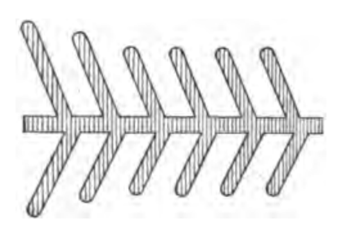


Fig. 1.

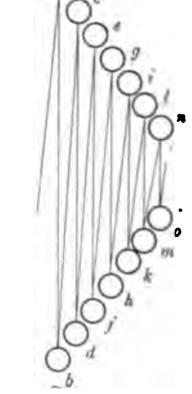


Fig. 2.

Dieses Bild erklärt sich folgendermaassen. Jeder Schlag im Induktorium verursacht eine Reihe von Partialentladungen im Funkenmikrometer. Jedem Paar von Rippen in der Abbildung entspricht eine Partialentladung (Fig. 2); jede dieser Partialentladungen aber besteht aus einer Reihe von stark gedämpften Oszillationen. Nun ist die Geschwindigkeit des Fluoreszenz fleckes im mittleren Theil sehr gross, und nur in der Nähe der Umkehrpunkte sehr klein. Daher verschmelzen die Umkehrpunkte *aceg*.. und *bdfh*.. zu rippenförmigen Linien, während die mittleren Bilder in Folge der grossen Geschwindigkeit unsichtbar bleiben. Der durch das ganze Bild sich hinziehende zentrale Streifen kommt durch Nachleuchten der fluoreszirenden Substanz zu Stande. *E. O.*

Ueber eine neue Methode sehr kleine Zeitintervalle zu messen.

Von H. Abraham und J. Lemoine. *Journ. de phys. (3)* **9.** *S. 262. 1900; Ann. de chim. et de phys. (7)* **20.** *S. 264. 1900.*

Die Methode, die Abraham und Lemoine ersonnen haben, gestattet, Zeitdifferenzen von $^1/_{1000}$ μs zu messen, wobei 1 μs ein Milliontel einer Sekunde bedeutet. Um eine Vorstellung von dem Fortschritt, der damit erzielt ist, zu gewinnen, werden zum Vergleich die bisher benutzten Methoden herangezogen.

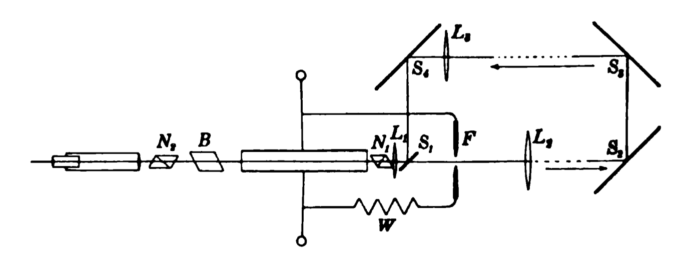
Ertheilt man einer photographischen Platte mittels eines Geschosses eine Geschwindigkeit von 1000 *m* in der Sekunde, so werden zwei Vorgänge, die in einem Zeitabstand von $^1/_{1000}$ μs geschehen, in einem Abstand von $^1/_{1000}$ *mm* auf der photographischen Platte dargestellt.

Foucault benutzte einen rotirenden Spiegel, der 800 Umdrehungen in einer Sekunde machte. Ein reflektirter Lichtstrahl legt dann in $^1/_{1000}$ μs einen Winkel von 2″ zurück. Da aber der Spiegel im Foucault'schen Versuche nur 14 *mm* Durchmesser hatte, so wird höchstens ein Winkel von 10″ noch zu erkennen gewesen sein.

Die neue Methode der Verfasser besteht darin, die Weglänge zu messen, die ein Lichtstrahl in der zu messenden kleinen Zeitdifferenz zurücklegt, d. i. bei einer Zeitdifferenz von $^1/_{1000}$ μs eine Strecke von 30 *cm*.

Die Methode soll an einem Beispiel erläutert werden, und zwar sollte die Frage entschieden werden, ob das sogenannte Kerr'sche Phänomen den Veränderungen des elektrischen Feldes ohne Verzögerung folgt.

Ein Kondensator (s. d. Figur), dessen kupferne Platten in ein Gefäss mit Schwefelkohlenstoff tauchen, wird durch die Pole eines Hochspannungstransformators geladen. Die Belegungen des Kondensators sind durch kurze Drähte und einen passenden Flüssigkeitswiderstand W mit einer Funkenstrecke F verbunden. Durch ein Gebläse, welches auf die Entladungsfunken gerichtet ist, erreicht man, dass der Funkenstrom in eine Reihe einzelner disruptiver Entladungen von grosser Regelmässigkeit zerlegt wird (vgl. *diese Zeitschr.* **20.** *S. 62. 1900*). Dieser Entladungsfunken F, der als Lichtquelle dient, befindet sich im Brennpunkt der Linse L_1, sodass ein paralleles Lichtbündel den Schwefelkohlenstoff zwischen den Kondensatorplatten durchsetzt. Da der Abstand der Lichtquelle vom Kondensator etwa 20 *cm* beträgt, so langt der Lichtstrahl in $^1/_{1500}$ μs nach seiner Entstehung zwischen den Kondensatorplatten an. Andererseits befindet sich die Lichtquelle im Brennpunkt einer zweiten Linse L_2. Der parallel gemachte Lichtstrahl passirt alsdann die Spiegel $S_2 S_3$, die Linse L_3, die Spiegel $S_4 S_1$ und gelangt auf diesem Umwege wieder zwischen die Kondensatorplatten. Die Zeit, die jetzt der Lichtstrahl gebraucht, um zwischen die Platten zu gelangen, ist entsprechend dem Abstand der Spiegel von einander grösser und kann leicht durch Verschieben der Spiegel $S_2 S_3$ verändert werden.



Die optische Messung der durch das elektrische Feld erzeugten Doppelbrechung im Schwefelkohlenstoff erfolgt nach einer bereits bekannten Methode. Ein Nicol'sches Prisma N_1, dessen Hauptschnitt mit der Richung des elektrischen Feldes einen Winkel von 45° bildet, polarisirt das Licht vor Eintritt in den Kondensator; hinter demselben ist ein doppelbrechendes Prisma B aufgestellt, dessen Hauptschnitt zur Polarisationsebene des Nicols parallel ist. Man erhält zwei Bilder, die man durch Drehen des Nicols N_2 auf gleiche Helligkeit bringt. Beim Entstehen des Kerr'schen Phänomens erhalten die beiden Bilder ungleiche Helligkeit; um wieder die Bilder auf gleiche Helligkeit zu bringen, hat man das Prisma N_2 um einen Winkel α zu drehen, der ein Maass für die durch das Kerr'sche

Phänomen verursachte Doppelbrechung im Schwefelkohlenstoff abgiebt. Die Verfasser erhielten nun folgende Resultate:

Länge des vom Lichtstrahl durchlaufenen Weges	α
20 *cm*	17,3°
100 „	8,7°
400 „	nicht mehr messbar,

d. h. nach $^1/_{100}$ μs ist die Doppelbrechung verschwunden. Man kann also schliessen, dass 1. die Dauer, während welcher der Funke leuchtet, 2. die Dauer des Verschwindens des elektrischen Feldes im Kondensator, 3. eine mögliche Verzögerung des Kerr'schen Phänomens, wonach also trotz des verschwundenen Feldes das Kerr'sche Phänomen noch kurze Zeit bestehen bliebe, weniger Zeit als $^1/_{100}$ μs beansprucht.

Durch dieselbe Methode wird festgestellt, dass das elektromagnetische Drehungsvermögen um weniger als $^1/_{100}$ μs hinter dem die Drehung erzeugenden Felde zurückbleibt. Offenbar ist die Methode dazu geeignet, auch von anderen elektrischen Erscheinungen festzustellen, ob das Eintreten derselben hinter den wirkenden Ursachen um eine merkliche Zeit zurückbleibt. *E. O.*

Ueber die Wirkung des ultravioletten Lichtes auf gasförmige Körper. — Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht.

Von P. Lenard. *Ann. d. Physik* ***1.*** *S. 486. 1900;* ***2.*** *S. 359. 1900.*

Lässt man das Licht elektrischer Funken durch ein Quarzfenster auf einen aus der Spitze eines Glasrohres austretenden Dampfstrahl oder auf die den Strahl umgebende Luft fallen, so ändert der Strahl sein Aussehen in charakteristischer Weise; sein vorher nebliges, verwaschenes und graues Aussehen geht in eine wolkige, besser begrenzte Form über, seine Farbe wird weiss, Veränderungen, welche das Vorhandensein von Kondensationskernen in der umgebenden Luft anzeigen.

Diese von den Funken ausgehende Wirkung wird nach neuen Versuchen von Lenard zurückgehalten durch zwischen Funken und Quarzfenster befindliche Luftschichten von 2 *cm* Dicke sowie durch dünne Glas- oder Glimmerplatten, sie kann also weder eine Wirkung des sichtbaren noch des gewöhnlichen ultravioletten Lichtes sein; auch kann, wie besondere Versuche ergaben, das Quarzfenster nicht als Quelle der Kondensationskerne betrachtet werden, vielmehr erscheint die durchstrahlte Luft selbst als diese Quelle. Zahlreiche Versuche über die Durchlässigkeit verschiedener Körper für die vom Funken ausgehende Wirkung zeigen, dass dieselbe höchstwahrscheinlich als ultraviolettes Licht höchster Brechbarkeit, durch V. Schumann's Versuche bekannt, aufzufassen ist, das von fast aller Materie ausser einigen wenigen Substanzen wie Flussspath, Gyps, Wasserstoff stark absorbirt wird. Gehen die Strahlen durch Gase hindurch, so erfüllen sie, indem sie absorbirt werden, ihren Weg durch das Gas überall mit Kernen der Dampfkondensation, die, einmal entstanden, auch aus dem Strahlenbündel heraus- und mit dem Gase fortwandern können. Unter Verwendung von Linsen aus Quarz, Steinsalz und Flussspath gelingt es dem Verf., die Brechbarkeit der Strahlen quantitativ zu bestimmen, nachdem durch Verwendung von Aluminiumelektroden und Veränderungen am Induktorium die Dampfstrahlwirkung des Funkens so erhöht war, dass sie 50 *cm* dicke Luftschichten durchdrang. Es ergaben sich in Flussspath Brechungskoeffizienten zwischen 1,5 und 1,6, woraus sich die Wellenlänge der Strahlen zu 140 bis 190 $\mu\mu$ berechnet.

Wird Gas, welches von der Funkenstrahlung durchsetzt wurde, zwischen den Platten eines geladenen Kondensators hindurchgeleitet, so wird der Kondensator entladen, wobei die Beschaffenheit der geladenen Oberfläche und das Vorzeichen der Ladung gleichgültig ist; das Gas ist also durch die Strahlung elektrisch leitend geworden; diese elektrische Wirkung und die Dampfstrahlwirkung gehen hinsichtlich der Absorbirbarkeit, des quantitativ verschiedenen Verhaltens verschiedener Gase und aller anderen Bedingungen parallel.

Kurzwellige Strahlen, welche die so charakterisirten Wirkungen [illegible] nicht nur vom elektrischen Funken, sondern auch vom elektrischen [illegible] der Sonne ausgesendet. Letzteres ergab sich aus Beobachtungen [illegible] mit zunehmender Höhe zunehmende Zerstreuungsgeschwindigkeit statischer [illegible] Vorzeichen, also eine zunehmende Leitfähigkeit der Luft anzeigten. Wie dem [illegible] den Beobachtungen von **Elster** und **Geitel** ein solches Leitvermögen [illegible] überall in der freien Luft besteht.

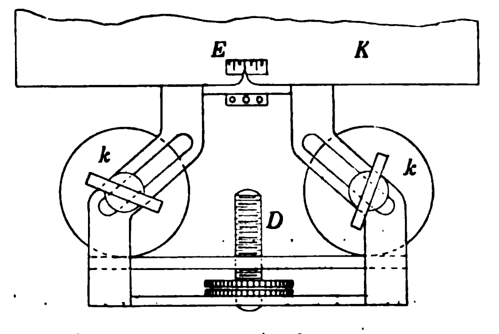
Während nun die eben charakterisirten Strahlen, deren Wellenlänge bedeutend [illegible] ist als die des gewöhnlichen ultravioletten Lichtes, sowohl positiv als negativ geladene Körper zu entladen vermögen, gilt dies bekanntlich nicht für das gewöhnliche ultraviolette Licht, das nur negativ geladene Körper zu entladen vermag. Schon diese wesentliche Verschiedenheit lässt den Schluss zu, dass der Mechanismus der Entladung in beiden Fällen ein vollkommen verschiedener ist, dass also das ultraviolette Licht die negativen Ladungen nicht dadurch von den Körpern entfernt, dass es die umgebende Luft leitend macht, wie dies die **Schumann**-Strahlen thun, sondern auf eine andere Weise. Um über diese Aufschluss zu erlangen, bringt **Lenard** eine negativ geladene Platte in ein von Luft befreites Glasrohr. Wird die Platte von aussen mit ultraviolettem Licht bestrahlt, so wird sie entladen, und zwar strahlt sie ihre negative Elektrizität in normaler Richtung und gradliniger Bahn aus, denn nur solche Leiter, die der Platte gegenüberliegen, werden von der ausgestrahlten negativen Elektrizität getroffen, während seitlich in der Röhre angebrachte Elektroden keine elektrische Ladung anzeigen.

Diese Erscheinung deutet darauf hin, dass die Platte Kathodenstrahlen aussendet, eine Vermuthung, die ihre Bestätigung dadurch erhält, dass die Strahlen magnetisch ablenkbar sind und dass die aus der Grösse der Ablenkung berechenbaren Werthe für die Geschwindigkeit der Strahlen und das Verhältniss von Masse zur Ladung eines Theilchens von derselben Grössenordnung sind wie bei den Kathodenstrahlen. *W. D.*

Neuer Quadrantalkorrektor für Schiffskompasse.

Von **P. Stolfa**. *Oesterr. Patentreg.* ***50.*** *S. 6. 9. Februar 1900.*

Zylinder oder Stäbe aus weichem Eisen, welche als Quadrantalkorrektoren für Schiffskompasse verwendet werden, haben den Nachtheil, dass sie leicht permanenten Magnetismus aufnehmen und der Induktionswirkung der Erde und der Nadel leicht unterliegen. Dieser Gefahr sind Eisenkugeln, wie sie **Thomson** anwendet, weniger unterworfen. Die Anbringungsweise der Kugeln beim **Thomson**'schen Kompasse ist jedoch unpraktisch, da sie die Handhabung eines einfachen Diopterlineals als Peilvorrichtung in den zum Kiel senkrechten Visuren verhindern. **P. Stolfa**, Mechaniker in Triest, hat es daher versucht, die Kugeln k unterhalb der Kompassbüchse K, wie in der nebenstehenden Skizze angegeben, anzubringen. Durch Drehung der Schraube D werden die beiden Kugeln dem Rosenmittelpunkte genähert oder von demselben entfernt, wodurch



ein grösseres oder kleineres künstliches D verursacht wird. Für die eventuelle Kompensation von E kann die Resultante der Kugeln mittels der Skale E um den Winkel arc tg $E\,D$ gedreht werden. Diese Anbringung der D-Kompensatoren entspricht nicht ganz den theoretischen Bedingungen, da sich die Kompensatoren in der Ebene der Rose befinden müssten, allein wiederholte Versuche haben gezeigt, dass die geringe Verschiebung der Ebene der Resultante keine Störungen verursacht. Was den Betrag des künstlichen D anbelangt, so erreicht **Stolfa** Werthe bis zu 22°. Zwei solcher Kompasse sind bereits auf Schiffen der österreichischen Handelsmarine aufgestellt worden und funktioniren ganz gut. *E. G[illegible]*

Neu erschienene Bücher.

A. Walter, Theorie der atmosphärischen Strahlenbrechung. Veröffentlicht mit Unterstützung der Kaiserl. Akad. d. Wissenschaften in Wien. gr. 8°. VIII, 74 S. m. 4 Fig. Leipzig, B. G. Teubner 1898. 2,80 M.

Der erste Theil des Buches enthält analytische Entwicklungen für die bei der Refraktion in Betracht kommenden Grössen und zwar in Form von Potenzreihen. Voraussetzung ist dabei, dass die Flächen gleicher physikalischer Beschaffenheit konzentrische Kugelschalen sind. Nachdem die Differentialgleichung der Lichtkurve gegeben ist, werden der Abstand eines auf ihr gelegenen Punktes vom optischen Mittelpunkte, die Gesammtrefraktion, d. i. der Winkel, unter dem die Kurventangente im Endpunkte die Tangente im Anfangspunkte schneidet, die Höhenrefraktionen an den beiden Endpunkten, die Länge der Lichtkurve selbst, ihre Sehne, ihr Krümmungsradius u. s. w. in Reihen entwickelt, die nach Potenzen des zur Lichtkurve gehörigen Zentriwinkels fortschreiten.

Im zweiten Theile, dem physikalischen, handelt es sich um die Ermittelung der Refraktionskoeffizienten $k_\lambda = -\frac{r^\lambda}{n}\frac{d^\lambda n}{dr^\lambda}$, die in den Koeffizienten der Potenzreihen auftreten. Dazu muss der Brechungsindex n als Funktion der Entfernung r vom optischen Mittelpunkte dargestellt werden. Nach dem Arago'schen Gesetz ist der Brechungsexponent der Luftdichte proportional. Die Luftdichte ist aber von Spannung, Feuchtigkeit und Temperatur abhängig. Die Darstellung der Abhängigkeit der Luftspannung erfolgt nun nach den Gesetzen der Hydrostatik und die des Dunstdruckes aus einer empirischen Formel von Hann. Für den Verlauf der Temperatur giebt es kein bestimmtes Gesetz. Indem die Form der Temperaturfunktion offen gelassen wird, wird für den ersten Refraktionskoeffizienten, den wichtigsten, eine Formel entwickelt, die allgemein gültig ist, die aber natürlich den Differentialquotienten der Temperatur nach r als Unbekannte enthält. Für spezielle Annahmen, z. B. dass die Temperatur eine lineare Funktion von r ist, werden auch für die übrigen Refraktionskoeffizienten Ausdrücke hergeleitet.

Das Buch ist klar und leicht verständlich geschrieben. Nur ist zu bemerken, dass dem Verfasser nicht bekannt gewesen zu sein scheint, dass bereits früher von Prof. Helmert in dem 1884 erschienenen zweiten Bande der Theorien der höheren Geodäsie bei der Refraktionstheorie Potenzreihen benutzt sind, dass dessen Untersuchungen weitergehend waren, indem sie auch den Einfluss der Abplattung der Niveauflächen, die Abweichungen der Luftschichten gleicher Dichtigkeit von der Kugelfläche und den Gang der Lothabweichungen in Rücksicht ziehen, und dass auch schon die gefundenen Resultate auf Bauernfeind'sche Beobachtungen angewandt sind. *Kr.*

F. Ch. Raphael, Isolationsmessungen und Fehlerbestimmungen an elektrischen Starkstromleitungen. Deutsch von Dr. Rich. Apt. gr. 8°. X, 186 S. m. 118 Fig. Berlin, Julius Springer. — München, R. Oldenbourg. Geb. in Leinw. 6,00 M.

A. Classen, Handb. d. analyt. Chemie. 2. Thl. Handb. d. quantitativen Analyse in Beispielen. 5. Aufl. gr. 8°. X, 488 S. m. 86 Holzschn. Stuttgart, F. Enke. 10,80 M.

E. Cohn, Das elektromagnetische Feld. Vorlesgn. üb. d. Maxwell'sche Theorie gr. 8°. XXIII, 577 S. m. 54 Abbildung. u. 1 Tab. Leipzig, S. Hirzel. 14,00 M.; geb. 15,60 M.

W. Wien, Lehrb. d. Hydrodynamik. gr. 8°. XIV, 319 S. m. 18 Fig. Leipzig, S. Hirzel. 8,00 M.; geb. 9,00 M.

A. Föppl, Vorlesgn. üb. technische Mechanik. 2. Aufl. Bd. 1 u. 3. gr. 8°. Leipzig, B. G. Teubner. Geb. in Leinw.

1. Einführg. in die Mechanik. XIV, 422 S. m. 96 Fig. 10,00 M. — 3. Festigkeitslehre. XVIII, 512 S. m. 79 Fig. 12,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied,
Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **September 1900.** Neuntes Heft.

Ueber die Prüfung von Aneroiden.

Von
P. Hebe in Charlottenburg.

Die Anwendung von Quecksilberbarometern zu Höhenmessungen wird auf Reisen durch die Zerbrechlichkeit und den unbequemen Transport dieser Instrumente erschwert. Deshalb finden Aneroide ungeachtet der ihnen anhaftenden Mängel ausgedehntere Verwendung, zumal sie sich auch durch einfache Handhabung und schnelle Ablesbarkeit auszeichnen. Ein weiterer Grund gegen den Gebrauch von Quecksilberbarometern auf Reisen liegt in der Unsicherheit, die mittlere Temperatur der Quecksilbersäule genau zu bestimmen, namentlich wenn die Röhren nicht überall gleichen Querschnitt haben, sowie in der allmählich eintretenden Trübung von Quecksilber und Glasrohr in der Nähe des unteren Meniskus, wodurch die Ablesung unsicher und die Kapillardepression verändert wird.

Die zu wissenschaftlichen Beobachtungen bestimmten Aneroide müssen vor dem Gebrauch auf ihre Zuverlässigkeit untersucht werden. In England wurden derartige Prüfungen früher von dem Kew-Observatorium ausgeführt und sollen jetzt vom *National Physical Laboratory* übernommen werden. In Deutschland finden amtliche Untersuchungen von Aneroiden seitens der Deutschen Seewarte hauptsächlich für die Handelsmarine, von der Kaiserlichen Marine (bei der Nautischen Abtheilung zu Berlin und den Werften zu Kiel und Wilhelmshaven) vorwiegend für den Gebrauch auf Kriegsschiffen statt, jedoch erstrecken sich die Prüfungen nur ausnahmsweise unter 680 *mm* hinab. Nach Gründung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt übernahm diese einem aus Ingenieurkreisen laut gewordenen Wunsch zu Folge auch die Prüfung von Aneroiden und führt dieselbe für Forschungsreisende bis 400 *mm* hinab durch.

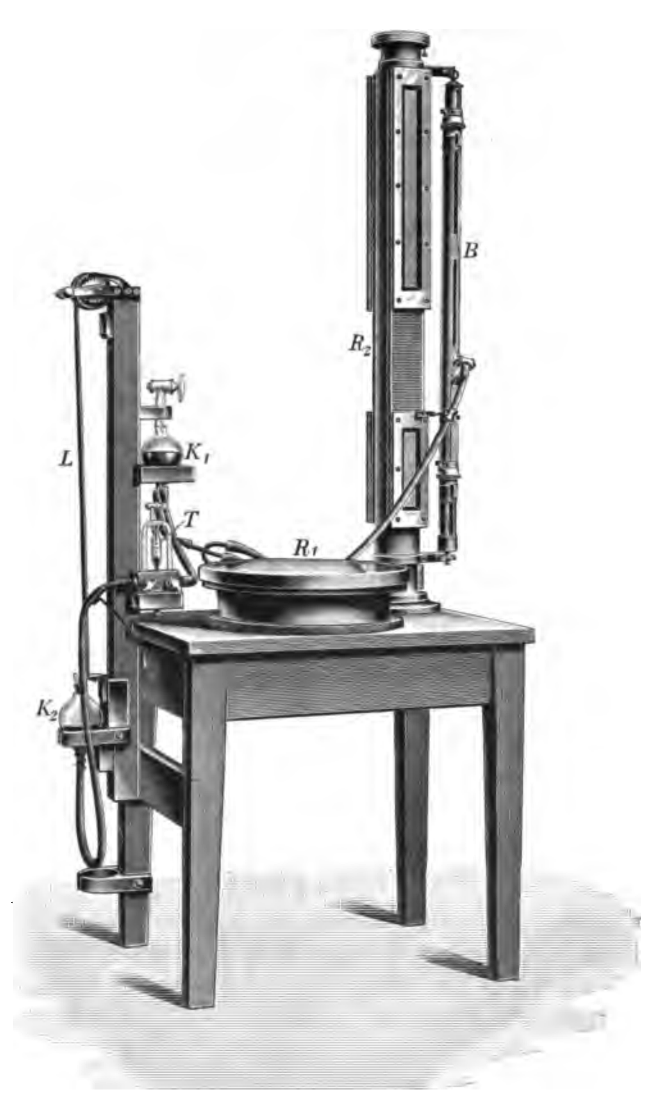
Nachdem bis jetzt über 200 Aneroide in einem Zeitraum von etwa zehn Jahren geprüft und auch besondere Experimente mit einer Anzahl der Reichsanstalt gehöriger Aneroidbarometer verschiedener Herkunft ausgeführt worden sind, dürfte es angebracht sein, im Folgenden über das Prüfungsverfahren selbst und über die Ergebnisse der Untersuchungen zu berichten. In dieser Abhandlung sollen jedoch nur die beobachteten Resultate und die sich daraus ergebenden empirischen Schlüsse mitgetheilt werden, während von einer theoretischen Erörterung hier abgesehen wird.

I. Das Prüfungsverfahren.

Die Prüfung geschieht bei horizontaler Lage der Aneroide und beginnt damit, dass dieselben zunächst bei gewöhnlichem Luftdruck mit dem Quecksilberbarometer verglichen werden[1]).

[1]) Eine Prüfung des Uebertragungsmechanismus in der von Hartl (Anleitung zum Höhenmessen 1884. *S. 62*) und Koppe (*diese Zeitschr. 8. S. 422. 1888*) vorgeschlagenen Art ist nicht rathsam, weil dadurch erhebliche elastische Nachwirkungen hervorgerufen werden.

Hierauf wird der Temperaturkoeffizient bestimmt, indem die Instrumente zuerst bei Zimmertemperatur, sodann in niederen oder höheren Temperaturen und zum Schluss, um die in Folge der atmosphärischen Druckschwankungen etwa auftretenden elastischen Nachwirkungen zu eliminiren, abermals bei Zimmertemperatur mit dem Quecksilberbarometer verglichen werden. Zwecks Beobachtung in niederen Temperaturen werden die Aneroide bei geeigneter Witterung ins Freie gebracht, anderenfalls in einem mit Eis gefüllten Behälter vorsichtig abgekühlt.



Die Bestimmung der Temperaturkorrektion erfolgt demnach im Allgemeinen innerhalb der Temperaturgrenzen von etwa 0^0 und 20^0 C., was bei Verwendung auch auf grösseren Höhen ausreicht, da die Aneroide meist geschützt vom Beobachter getragen werden. Bei Instrumenten zum Gebrauch auf Polarexpeditionen, sowie bei Reisen in tropischen Gebieten ist natürlich eine entsprechende Verschiebung der Temperaturgrenzen für die Bestimmung der Temperaturkorrektion erforderlich.

Nach Ermittelung des Temperatureinflusses erfolgt die Prüfung des Aneroids in niederen Drucken, wobei das Instrument unter den Rezipienten der Luftpumpe gebracht wird. Hierzu wird ein von R. Fuess konstruirter und nebenstehend abgebildeter Prüfungsapparat benutzt, der in der *Zeitschr. f. Vermess.* ***26.*** *S. 365.* ***1897*** bereits von mir beschrieben worden ist und hier nur kurz besprochen werden soll. Der Behälter R_1 ist zur Aufnahme der Aneroide bestimmt und kann drei oder vier grössere Instrumente fassen. Das zur Vergleichung dienende Quecksilberbarometer B (mit 11 *mm* weiter Röhre), der Rezipient R_1 sowie die links angebrachte Quecksilber-Luftpumpe L sind unter sich durch Gummischläuche verbunden; der hohe viereckige Rezipient R_2 wird zur Prüfung von Quecksilberbarometern verwendet und kommt hier nicht in Betracht. Durch Senken der beweglichen und mit Quecksilber angefüllten Glaskugel K_2 wird eine Verdünnung, durch Anheben derselben eine Verdichtung der im Rezipienten befindlichen Luftmenge herbeigeführt, welcher

Vorgang bis zur Erreichung der gewünschten Drucklage fortgesetzt und entsprechend oft wiederholt werden muss. Plötzliche Druckänderungen sind bei richtiger Handhabung des Prüfungsapparates vollständig ausgeschlossen. Die Geschwindigkeit, mit der die Aenderung des Druckes vor sich geht, wird durch die zwischen den beiden Kugeln K_1 und K_2 eingeschaltete, im Prinzip von P. Schreiber konstruirte Tropfvorrichtung T regulirt.

Die Prüfung in niederen Drucken erfolgt meistens bei Einhaltung einer Geschwindigkeit der Druckänderung von 1 *mm* in 4 Minuten in Abständen von etwa 30 bis 40 *mm* sowohl bei abnehmendem als bei zunehmendem Druck; von Zeit zu Zeit werden längere Ruhepausen gemacht, wie es auch beim Gebrauch der Instrumente vorkommt. So wird beispielsweise eine Prüfung bis 600 *mm* hinab an einem Tage bei abnehmendem Drucke beendet, worauf die Aneroide unter diesem niederen Druck die Nacht über verweilen; am nächsten Tage wird die Vergleichung bei zunehmendem Druck bis zur Erreichung des atmosphärischen Luftdrucks ausgeführt. Dagegen nimmt eine Prüfung bis 400 *mm* hinab sechs Tage in Anspruch: die Vergleichung bei Druckabnahme erstreckt sich am ersten Tage bis auf 600, am zweiten Tage bis auf 500 und am dritten bis auf 400 *mm*, wobei die Aneroide auch die darauf folgende Nacht hindurch dem betreffenden Druck ausgesetzt bleiben; die alsdann vorgenommene Prüfung bei Druckzunahme geschieht in umgekehrter Weise bis zur Erreichung des atmosphärischen Luftdrucks.

Die Ablesung der Aneroide erfolgt durchschnittlich zwei Minuten nach Erreichung des betreffenden Druckes.

Nach Beendigung der Prüfung in niederen Drucken werden noch Vergleichungen bei atmosphärischem Luftdruck an den darauf folgenden Tagen ausgeführt, um die Beträge für die elastische Nachwirkung festzustellen. Zum Schluss erfolgt die Bestimmung der Temperaturkorrektion in niederen Drucken, die in analoger Weise wie bei gewöhnlichem Druck vorgenommen wird. Derartige Bestimmungen finden, je nach dem Umfang der Prüfung, in Drucklagen von etwa 600 und 450 *mm* statt.

In den Prüfungsscheinen, die den Aneroiden beigegeben werden, sind die zeitigen Abweichungen der auf Null Grad umgerechneten Angaben des Aneroids gegen die Angaben eines auf Null Grad und auf die Schwere im Meeresspiegel unter 45° Breite bezogenen Quecksilberbarometers angegeben. Die Standkorrektionen werden bei Instrumenten, die während der Prüfung ein gutes Verhalten gezeigt haben, auf 0,1 *mm* abgerundet, bei minder guten auf 0,5 oder 1 *mm*. Die Temperaturkorrektion wird nur bei Untersuchungen, die sich auch auf die Veränderlichkeit des Temperaturkoeffizienten mit der Höhe der Temperatur erstrecken, durch eine Formel ausgedrückt, anderenfalls auf 0,01 *mm* pro Grad C. abgerundet bei dem zugehörigen Druck angegeben, was in diesem Fall für den Gebrauch handlicher ist. Die Beträge für die elastische Nachwirkung ergeben sich aus der Vergleichung der Standkorrektionen bei abnehmendem und zunehmendem Druck, sowie aus deren Veränderung nach längeren Zeiträumen in ein und denselben Drucklagen.

Hinsichtlich der von einigen Autoren eingeführten Korrektion für Fehler der Theilung („Theilungskorrektion") sei hier beiläufig bemerkt, dass diese in der Reichsanstalt nicht bestimmt wird, da aus den Untersuchungen von Reinhertz[1]) und Wiebe[2]) hervorgeht, dass die bei abnehmendem und bei zunehmendem Druck er-

[1]) *Diese Zeitschr.* **7.** *S. 196. 1887.*

[2]) *Zeitschr. d. Gesellsch. f. Erdkunde zu Berlin* **25.** *1890.*

... erheblich
... in den
...

...

... ihre Ver-
... korrektion
...

... Stück
... Angabe am
... ersuchungen,
... und zwischen
...

...	...	...	... Aneroide
			— ... u. — 0.10
			— ... „ — 0.18
			— ... u. — 0.06
			— ...
			— ... u. — 0.22
			— ...
			— ... u. — 0.10
			— ... „ — 0.16
			— ... „ — 0.35
			— ...
			— ... u. — 0.09
			...

... Unterschiede
... Instru-
... Instrumente
... Aneroide hat
... der letzten
... Stück waren es
... unter *C*

... Durchmesser
... Durch-
... Durchmesser.

und D sind Goldschmidt'scher Konstruktion. Die Betrachtung der Resultate ergiebt ausserdem, dass nur bei sehr wenigen Aneroiden die Kompensation eine vollständige ist, und dass daher die aufgebrachte Bezeichnung „kompensirt" durchaus keine Gewähr für die Unempfindlichkeit des Instruments gegen Temperatureinflüsse bietet. Ein weiterer Uebelstand für den Gebrauch der Aneroide ist das Fehlen der Thermometer bei einem Theil der Instrumente, wodurch das Korrigiren des Temperatureinflusses sehr erschwert wird.

Der Temperaturkoeffizient hat bei den Untersuchungen eine merkliche Abhängigkeit von der Höhe der Temperatur erkennen lassen. Die hierauf bezüglichen Beobachtungen sind an 11 im Besitz der Reichsanstalt befindlichen Aneroiden deutscher, französischer und englischer Herkunft vorgenommen worden. Die Instrumente wurden bei atmosphärischem Luftdruck Temperaturen ausgesetzt, deren Extreme zwischen — 15 und + 22° C. lagen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind auf 0,01 *mm* abgerundet in Tabelle 2 enthalten.

Tabelle 2.

Deutsche Aneroide			Französische Aneroide			Englische Aneroide		
Aneroid Nr.	Mittel der Temperaturgrenzen	Temp.-Koeff. mm/Grad	Aneroid Nr.	Mittel der Temperaturgrenzen	Temp.-Koeff. mm/Grad	Aneroid Nr.	Mittel der Temperaturgrenzen	Temp.-Koeff. mm/Grad
1099	+ 16,8°	— 0,18	1	+ 14,7°	— 0,09	1330	+ 17,1°	0,00
	+ 9,9	— 0,18		+ 9,7	— 0,08		+ 9,3	— 0,05
	+ 7,5	— 0,18		+ 5,6	— 0,14		+ 4,2	— 0,11
	+ 4,4	— 0,18		— 7,4	— 0,14		— 6,7	— 0,14
	— 6,7	— 0,17				1331	+ 17,1	+ 0,01
1100	+ 16,2	— 0,14	2	+ 17,0	— 0,11		+ 9,8	0,00
	+ 10,2	— 0,14		+ 9,5	— 0,14		+ 4,2	— 0,01
	+ 8,4	— 0,15		+ 5,6	— 0,18		— 6,7	— 0,03
	+ 4,6	— 0,15		— 7,4	— 0,18			
1620	+ 18,4	+ 0,02	3	+ 14,7	— 0,01			
	+ 10,5	+ 0,01		+ 9,8	— 0,02			
	+ 7,9	+ 0,01		+ 5,6	— 0,07			
				— 7,3	— 0,10			
1167	+ 17,3	+ 0,11	4	+ 15,2	— 0,31			
	+ 9,9	+ 0,06		+ 5,6	— 0,31			
	+ 5,5	+ 0,04		— 7,2	— 0,27			
	— 7,0	+ 0,02						
1169	+ 17,4	— 0,11						
	+ 8,3	— 0,11						
	+ 3,9	— 0,10						
	— 7,0	— 0,14						
Mit Dosen aus Konstantan[1])								
1167	+ 24,6	— 0,01						
	+ 10,3	+ 0,01						
	+ 3,6	+ 0,01						
1169	+ 24,8	— 0,03						
	+ 10,8	— 0,02						
	+ 3,7	— 0,01						

Aus den Zahlen lässt sich entnehmen, dass der Temperaturkoeffizient bei 9 von den 11 untersuchten Aneroiden mit abnehmender Temperatur in negativem

[1]) Vgl. hierüber *S. 258.*

Sinne wächst. Die unter Zugrundelegung der einzelnen Versuche durch eine einfache Ausgleichung erhaltenen mittleren Reduktionsfaktoren, d. h. die mittleren Veränderungen des Temperaturkoeffizienten pro Grad Temperaturänderung, werden nachstehend mitgetheilt.

Deutsche Instr.	Redukt.-Fakt.	Französ. Instr.	Redukt.-Fakt.	Engl. Instr.	Redukt.-Fakt.
Nr. 1100	0,002	Nr. 1	0,003	Nr. 1330	0,006
1620	0,001	2	0,003	1331	0,002
1167	0,004	3	0,004		
1169	0,001				
	Mittel 0,002		0,003		0,004

Das Instrument Nr. 4, ein Taschenaneroid mit ausserordentlich grossem Koeffizienten, hat sich in entgegengesetztem Sinne verhalten, und bei dem Aneroid Nr. 1099 haben sich wesentliche Aenderungen des Koeffizienten nicht gezeigt.

Um zu ermitteln, welchen Einfluss Dosen aus anderem als dem gebräuchlichen Material in Bezug auf Temperatureinfluss ausüben, wurden bei zwei Bohne'schen Aneroiden, Nr. 1167 und 1169, vom Verfertiger die Neusilberdosen herausgenommen und dafür solche aus einer besonderen Metallkomposition und aus Konstantan eingesetzt. Tabelle 3 giebt eine Zusammenstellung der erhaltenen Temperaturkoeffizienten.

Tabelle 3.

Nr. 1167			Nr. 1169		
Barometerstand	Temperatur-Intervall	Temp.-Koeff. mm / Grad	Barometerstand	Temperatur-Intervall	Temp.-Koeff. mm / Grad
1. Dosen aus Neusilber.					
760 *mm*	— 4 + 13°	+ 0,04	760 *mm*	— 5 + 13°	— 0,10
760 „	+ 2 + 17	+ 0,06	760 „	+ 2 + 18	— 0,10
580 „	+ 4 + 17	+ 0,11	596 „	+ 2 + 15	— 0,09
2. Dosen aus Kompositionsmetall.					
760 *mm*	+ 2 + 16°	— 0,05	760 *mm*	+ 4 + 18°	— 0,02
595 „	+ 2 + 16	— 0,04	604 „	+ 2 + 17	— 0,02
453 „	+ 1 + 14	— 0,01	463 „	+ 2 + 14	+ 0,02
3. Dosen aus Konstantan.					
760 *mm*	— 7 + 13°	0,00	760 *mm*	— 7 + 13°	— 0,01
760 „	+ 2 + 17	+ 0,02	760 „	+ 2 + 17	— 0,02
760 „	+ 17 + 32	0,00	760 „	+ 17 + 33	— 0,03
604 „	+ 2 + 17	+ 0,02	600 „	+ 2 + 17	+ 0,01
455 „	+ 2 + 17	+ 0,05	448 „	+ 2 + 17	+ 0,04

Da zu den vorstehenden Versuchen nur die Dosen der Aneroide ausgewechselt wurden, während die übrigen Theile des Mechanismus unverändert blieben, so gestatten die ermittelten Koeffizienten einen Schluss auf das Verhalten der verschiedenen Legirungen gegen den Einfluss der Temperatur auf die Angaben der Aneroide, allerdings nur unter der Annahme, dass die Luftleere der Dose immer die annähernd gleiche war. Die in Tabelle 2 enthaltenen Angaben über diese Aneroide mit Dosen aus Konstantan sind insofern auffällig, als die Werthe für den Temperaturkoeffizienten entgegengesetzt ausfallen, d. h. mit abnehmender Temperatur in positivem Sinne wachsen, die Beträge selbst aber sehr gering bleiben.

Vielfach wird der bei gewöhnlichem Luftdruck ermittelte Temperaturkoeffizient ohne Weiteres auch zur Reduktion der Aneroidangaben bei niederem Drucke ange-

wandt, indessen ist dieses Verfahren für genaue Messungen unzulässig, da der Koeffizient auch mit dem Drucke veränderlich ist. Hierauf haben Hartl[1]) und Wiebe[2]) bereits früher hingewiesen. An den in der Reichsanstalt bei niederen Drucken geprüften Aneroiden wird deshalb die Bestimmung des Temperatureinflusses an mehreren Stellen des von der Prüfung umfassten Druckintervalls vorgenommen.

Von den 186 überhaupt auf Temperatureinfluss untersuchten Aneroiden ist bei 116 Instrumenten die Temperaturkorrektion auch in niederen Drucklagen bestimmt worden. Dabei hat sich bestätigt, dass der Temperaturkoeffizient fast durchweg eine Veränderung, und zwar mit abnehmendem Drucke in positivem Sinne wachsend, erfährt. Tabelle 4 giebt die ermittelten Reduktionsfaktoren, d. h. die Veränderung des Temperaturkoeffizienten pro Millimeter Druckänderung zwischen 760 und 600 *mm* bei den 116 untersuchten Aneroiden an.

Tabelle 4.

Verfertiger	Anzahl	Reduktionsfaktoren	Bemerkungen
A	60 komp.	10 St. zw. 0,0000 und 0,0001 29 „ „ 0,0001 „ 0,0002 13 „ „ 0,0002 „ 0,0003 8 „ „ 0,0003 „ 0,0005	Bei 4 weiteren Aneroiden verhielten sich die Koeffizienten bei abnehmendem Drucke negativ wachsend.
	3 nicht komp.	0,0002 0,0003 0,0007	
B	12 komp.	6 St. zw. 0,0002 und 0,0003 3 „ „ 0,0003 „ 0,0004 3 „ „ 0,0004 „ 0,0006	3 desgl.
	1 nicht komp.	0,0007	
E	4 komp.	2 St. 0,0001 2 „ 0,0002 und 0,0003	
	11 nicht komp.	9 St. zw. 0,0002 und 0,0004 2 „ 0,0010 „ 0,0011	
F	5 komp.	zw. 0,0001 und 0,0002	
Unbekannt	8 komp.	2 St. 0,0000 und 0,0001 5 „ zw. 0,0004 „ 0,0005 1 „ 0,0010	4 desgl.
	1 nicht komp.	0,0003	

Wenn alle Bestimmungen als gleichwerthig angesehen werden, so ergiebt sich als Mittel für die 89 kompensirten Aneroide 0,00025, für die 16 nicht kompensirten 0,0004 als Faktor für die Veränderlichkeit mit der Abnahme des Drucks pro Millimeter. Darnach scheint durch die angebrachte Kompensation auch eine Verminderung der Veränderlichkeit des Temperaturkoeffizienten einzutreten.

Bei 13 von den 89 kompensirten Aneroiden erstreckte sich die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten bis zur Drucklage von etwa 400 *mm* hinab, wobei sich die in Tabelle 5 aufgeführten Resultate ergaben.

---

[1]) Hartl, *diese Zeitschr.* ***2.*** *S. 191. 1882* und *Zeitschr. f. Vermess. 1882.*

[2]) Wiebe, Untersuchungen über die Temperaturkorrektion der Aneroide Vidi-Naudet'scher Konstruktion. *Diese Zeitschr.* ***10.*** *S. 429. 1890.*

Tabelle 5.

Kompensirtes Aneroid Nr.	Skalenstelle mm	Temperaturkoeffizient mm / Grad	Reduktionsfaktor	Kompensirtes Aneroid Nr.	Skalenstelle mm	Temperaturkoeffizient mm / Grad	Reduktionsfaktor
2680	759	+ 0,06	0,0001	3390	735	0,00	0,0005
	598	+ 0,07	0,0002		605	+ 0,06	0,0004
	413	+ 0,11			444	+ 0,12	
2078	770	— 0,02	0,0002	143	772	+ 0,02	0,0005
	604	+ 0,02	0,0003		596	+ 0,11	0,0002
	428	+ 0,07			453	+ 0,13	
2810	763	+ 0,05	0,0001	113	768	0,00	0,0006
	611	+ 0,07	0,0003		601	+ 0,10	0,0004 ?
	489	+ 0,11			460	+ 0,05	
2191	762	+ 0,02	0,0001	2082	751	— 0,17	0,0004
	603	+ 0,04	0,0004		603	— 0,11	0,0006
	407	+ 0,12			452	— 0,02	
3084	762	0,00	0,0002	5726	763	— 0,16	0,0001
	590	+ 0,04	0,0002		606	— 0,14	0,0001
	385	+ 0,08			491	— 0,13	
3229	763	+ 0,02	0,0001	8380	753	— 0,08	0,0001
	600	+ 0,04	0,0001		597	— 0,06	0,0001
	399	+ 0,06			475	— 0,05	
2792	756	+ 0,01	0,0002				
	600	+ 0,05	0,0004				
	434	+ 0,11					

Wenn man von Nr. 113 absieht, so verhalten sich die Koeffizienten der 12 übrigen Aneroide auch hier mit abnehmendem Drucke in positivem Sinne wachsend; als Mittel ergiebt sich

	Temperatur-Koeffizient mm/Grad	Reduktions-Faktor.
bei 759 *mm*	— 0,02	0,00025
„ 601 „	+ 0,02	0,00025.
„ 439 „	+ 0,06	

Der mittlere Gesammt-Reduktionsfaktor 0,00025 stimmt also mit dem bei kompensirten Aneroiden in Drucklagen von 760 bis 600 *mm* hinab gefundenen überein.

Tabelle 6.

Jahr	Deutsche Aneroide					Französische Aneroide				Engl. Aneroide	
	1099	1100	1167	1169	1620	1	2	3	4	1330	1331
1888	— 0,18	— 0,15				— 0,08	— 0,12	— 0,01			
1889	— 0,18	— 0,14	+ 0,06			— 0,08	— 0,11	— 0,02			+ 0,02
1890	— 0,18	— 0,14	+ 0,07			— 0,10	— 0,15	— 0,02		— 0,06	+ 0,01
1891	— 0,19	— 0,14									
1892	— 0,18		+ 0,07	— 0,09	— 0,04	— 0,10	— 0,15	— 0,03		— 0,07	+ 0,01
1893	— 0,18		+ 0,07	— 0,12	— 0,05	— 0,11	— 0,14	— 0,04	— 0,30	— 0,03	0,00
		Mittel	+ 0,07	— 0,10							
1894			Mit Dosen aus Konstantan		— 0,04						
1895			+ 0,01	— 0,02	— 0,03				— 0,32	— 0,06	0,00
1896	— 0,18	— 0,15	+ 0,02	— 0,02	— 0,03				— 0,32	— 0,07	— 0,02
1897		— 0,14	+ 0,01	— 0,02							
1898	— 0,18	— 0,14	+ 0,01	— 0,02	— 0,02	— 0,08	— 0,14	— 0,03	— 0,27	— 0,05	0,00
Mittel	— 0,18	— 0,14	+ 0,01	— 0,02	— 0,03	— 0,09	— 0,14	— 0,03	— 0,30	— 0,06	0,00

Eine Veränderung des Temperaturkoeffizienten mit der Zeit, wie sie hauptsächlich bei neuen Instrumenten vorkommt und von Jordan[1]), Hartl[2]) und Koppe[3]) beobachtet worden ist, hat sich bei den der Reichsanstalt gehörigen Aneroidbarometern in wenig bemerkbarer Weise gezeigt. In Tabelle 6 sind die im Laufe der zehn Jahre ausgeführten Bestimmungen an 11 Aneroiden, bei 760 *mm* Luftdruck auf eine Temperatur von 10° C. bezogen und zu Jahresmitteln zusammengefasst, in *mm*/Grad enthalten.

Die angegebenen Werthe sind fast durchweg Mittel aus mehreren Bestimmungen. Die Abweichungen vom Mittel sind gering und können wohl als Unregelmässigkeiten aufgefasst werden.

Aus den mitgetheilten Resultaten geht hervor, dass der Einfluss der Temperatur sich bei Aneroiden in verschiedener Weise äussert. Je nach der Elastizität von Dose und Feder und je nach der Grösse des Luftgehaltes wird der Temperaturkoeffizient verschieden sein, was bis zum Auftreten entgegengesetzter Vorzeichen steigen kann. Bei gewöhnlichem Luftdruck und annähernd gleicher Temperatur kann durch einen bestimmten Luftgehalt die Temperaturkorrektion eines Aneroids annullirt werden, wie F. Kohlrausch[4]) bereits vor langer Zeit gefunden hat. Bei Aneroiden, die z. B. auf Reisen in niederen oder höheren Temperaturen gebraucht werden, empfiehlt es sich dagegen, die Dosen luftleer zu machen, weil sonst, wie Jordan[5]) sagt, „die innere Luft durch Temperaturänderung bedeutende Druckänderung erzeugt".

Im Anschluss hieran sei noch erwähnt, dass Siertsema über den Temperatureinfluss bei Naudet'schen Aneroiden eingehende theoretische Untersuchungen[6]) angestellt und dabei gefunden hat, dass bei steigender Temperatur der Einfluss der Oberflächenvergrösserung der Aneroiddose sowie der Ausdehnung der einzelnen Theile des Instruments höchstens — 0,037 als Beitrag zu dem Temperaturkoeffizienten verursachen kann. Siertsema nimmt an, dass bei gleicher Durchbiegung die Feder eine viel grössere elastische Kraft als die Dose hervorbringt. Wenn nun als wirkende elastische Kraft die der Feder angenommen wird, so ergiebt sich als grösstmöglicher Werth — 0,235 pro Grad für den Temperaturkoeffizienten. Dies gilt allerdings nur für eine absolut luftleere Büchse. In Wirklichkeit betragen die Koeffizienten nicht kompensirter Aneroide meist zwischen — 0,10 und — 0,18, was auf den Luftgehalt zurückzuführen ist, dessen Druckänderung der Aenderung der Elastizität entgegenwirkt.

Standkorrektion und elastische Nachwirkung.

Die Stand- oder Indexkorrektion der Aneroide hängt von der Einstellung und der Richtigkeit der Theilung ab, wird aber auch in mehr oder weniger erheblichem Maasse von der elastischen Nachwirkung beeinflusst. Sie weist daher Aenderungen dauernder oder vorübergehender Natur auf. Erstere zeigen wegen der Elastizitätsänderung, vielleicht auch durch Stoss oder Erschütterung veranlasst, fast alle neu angefertigten Instrumente. Vorübergehende Aenderungen der Standkorrektionen entstehen bei Verwendung der Aneroide in niederen Drucklagen; sie verschwinden nach kürzerer oder längerer Zeit entweder ganz oder doch zum Theil, worauf weiterhin noch näher eingegangen wird.

[1]) Jordan, Handbuch der Vermessungskunde. 1897. 2. Bd. *S. 575.*

[2]) Hartl, *Zeitschr. d. österr. Gesellsch. f. Meteorologie.* ***10.*** *S. 171.*

[3]) Koppe, *diese Zeitschr.* ***8.*** *S. 423. 1888.*

[4]) F. Kohlrausch, Ein Variationsbarometer. *Pogg. Ann.* ***150.*** *S. 423. 1873.*

[5]) Jordan, Handbuch der Vermessungskunde. 1897. 2. Bd. *S. 565.*

[6]) Siertsema, *Over temperatuurscoëfficienten van Naudet'sche Aneroiden. Leyden 1896. Koninglijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam.*

Metall	Lichtquelle	Wellenlänge	Beobachter
Quecksilber	Bogen im Vakuum	435,8343	Pérot u. Fabry
Zink	„ „ „	468,0138	„ „ „
„	„ „ „	472,2164	„ „ „
Kadmium	Geissler'sche Röhre	479,99107	Michelson
Zink	Bogen im Vakuum	481,0535	Pérot u. Fabry
Kadmium	Geissler'sche Röhre	508,58340	Michelson
Kupfer	Bogen im Vakuum	510,5543	Pérot u. Fabry
„	„ „ „	515,3251	„ „ „
Silber	„ „ „	520,9081	„ „ „
Kupfer	„ „ „	521,8202	„ „ „
Quecksilber	Geissler'sche Röhre	546,07424	„ „ „
Silber	Bogen im Vakuum	546,5489	„ „ „
Quecksilber	Geissler'sche Röhre	576,95984	„ „ „
Kupfer	Bogen im Vakuum	578,2090	„ „ „
„	„ „ „	578,2159	„ „ „
Quecksilber	Geissler'sche Röhre	579,06593	„ „ „
Natrium	Flamme	588,9965	„ „ „
„	„	589,5932	„ „ „
Zink	Bogen im Vakuum	636,2345	„ „ „
Kadmium	Geissler'sche Röhre	643,84722	Michelson
Lithium	Flamme	670,7846	Pérot u. Fabry

Glch.

Analyse oszillirender Flaschenentladungen mittels der Braun'schen Röhre.

Von F. Richarz und W. Ziegler. *Mitth. d. naturwiss. Vereins f. Neuvorpommern u. Rügen* **31.** *1899.*

Die Entladungen, welche Richarz und Ziegler studiren, werden einer Batterie Leidener Flaschen von 1400 elektrostatischen *C.G.S.*-Kapazitätseinheiten entnommen. Die Flaschen wurden durch ein grosses Induktorium geladen und durch ein Funkenmikrometer und durch eine Spule, welche unter das Diaphragma einer Braun'schen Röhre gebracht war, entladen. Ausserdem enthielt der Entladungskreis noch eine Spule von grösserer Selbstinduktion. Die Braun'sche Röhre wurde durch eine kräftige Influenzmaschine erregt, das Induktorium mit einem Neef'schen Hammer betrieben und die Kugeln des Funkenmikrometers bis auf einige zehntel Millimeter zusammengeschraubt. Bei jedem Schlag des Induktoriums zeigte sich dann im rotirenden Spiegel das in Fig. 1 skizzirte Bild.

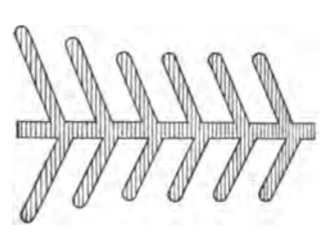


Fig. 1.

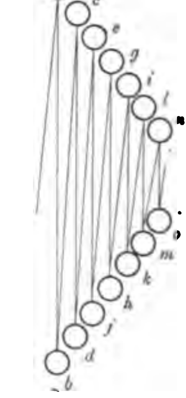


Fig. 2.

Dieses Bild erklärt sich folgendermaassen. Jeder Schlag im Induktorium verursacht eine Reihe von Partialentladungen im Funkenmikrometer. Jedem Paar von Rippen in der Abbildung entspricht eine Partialentladung (Fig. 2); jede dieser Partialentladungen aber besteht aus einer Reihe von stark gedämpften Oszillationen. Nun ist die Geschwindigkeit des Fluoreszenzfleckes im mittleren Theil sehr gross, und nur in der Nähe der Umkehrpunkte sehr klein. Daher verschmelzen die Umkehrpunkte *aceg*.. und *bdfh*.. zu rippenförmigen Linien, während die mittleren Bilder in Folge der grossen Geschwindigkeit unsichtbar bleiben. Der durch das ganze Bild sich hinziehende zentrale Streifen kommt durch Nachleuchten der fluoreszirenden Substanz zu Stande.

E. O.

Ueber eine neue Methode sehr kleine Zeitintervalle zu messen.

Von H. Abraham und J. Lemoine. *Journ. de phys.* (3) **9.** *S. 262. 1900; Ann. de chim. et de phys.* (7) **20.** *S. 264. 1900.*

Die Methode, die Abraham und Lemoine ersonnen haben, gestattet, Zeitdifferenzen von $^1/_{1000}$ μs zu messen, wobei 1 μs ein Milliontel einer Sekunde bedeutet. Um eine Vorstellung von dem Fortschritt, der damit erzielt ist, zu gewinnen, werden zum Vergleich die bisher benutzten Methoden herangezogen.

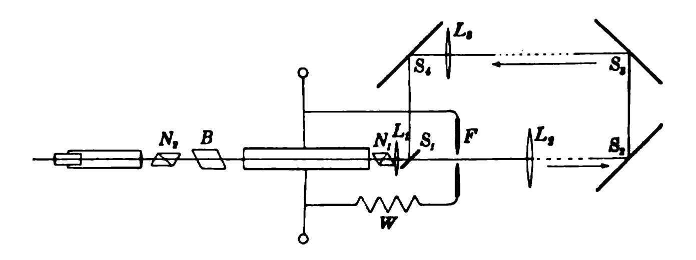
Ertheilt man einer photographischen Platte mittels eines Geschosses eine Geschwindigkeit von 1000 *m* in der Sekunde, so werden zwei Vorgänge, die in einem Zeitabstand von $^1/_{1000}$ μs geschehen, in einem Abstand von $^1/_{1000}$ *mm* auf der photographischen Platte dargestellt.

Foucault benutzte einen rotirenden Spiegel, der 800 Umdrehungen in einer Sekunde machte. Ein reflektirter Lichtstrahl legt dann in $^1/_{1000}$ μs einen Winkel von 2″ zurück. Da aber der Spiegel im Foucault'schen Versuche nur 14 *mm* Durchmesser hatte, so wird höchstens ein Winkel von 10″ noch zu erkennen gewesen sein.

Die neue Methode der Verfasser besteht darin, die Weglänge zu messen, die ein Lichtstrahl in der zu messenden kleinen Zeitdifferenz zurücklegt, d. i. bei einer Zeitdifferenz von $^1/_{1000}$ μs eine Strecke von 30 *cm*.

Die Methode soll an einem Beispiel erläutert werden, und zwar sollte die Frage entschieden werden, ob das sogenannte Kerr'sche Phänomen den Veränderungen des elektrischen Feldes ohne Verzögerung folgt.

Ein Kondensator (s. d. Figur), dessen kupferne Platten in ein Gefäss mit Schwefelkohlenstoff tauchen, wird durch die Pole eines Hochspannungstransformators geladen. Die Belegungen des Kondensators sind durch kurze Drähte und einen passenden Flüssigkeitswiderstand W mit einer Funkenstrecke F verbunden. Durch ein Gebläse, welches auf die Entladungsfunken gerichtet ist, erreicht man, dass der Funkenstrom in eine Reihe einzelner disruptiver Entladungen von grosser Regelmässigkeit zerlegt wird (vgl. *diese Zeitschr.* **20.** *S. 62. 1900*). Dieser Entladungsfunken F, der als Lichtquelle dient, befindet sich im Brennpunkt der Linse L_1, sodass ein paralleles Lichtbündel den Schwefelkohlenstoff zwischen den Kondensatorplatten durchsetzt. Da der Abstand der Lichtquelle vom Kondensator etwa 20 *cm* beträgt, so langt der Lichtstrahl in $^1/_{1500}$ μs nach seiner Entstehung zwischen den Kondensatorplatten an. Andererseits befindet sich die Lichtquelle im Brennpunkt einer zweiten Linse L_2. Der parallel gemachte Lichtstrahl passirt alsdann die Spiegel $S_2\,S_3$, die Linse L_3, die Spiegel $S_4\,S_1$ und gelangt auf diesem Umwege wieder zwischen die Kondensatorplatten. Die Zeit, die jetzt der Lichtstrahl gebraucht, um zwischen die Platten zu gelangen, ist entsprechend dem Abstand der Spiegel von einander grösser und kann leicht durch Verschieben der Spiegel $S_2\,S_3$ verändert werden.



Die optische Messung der durch das elektrische Feld erzeugten Doppelbrechung im Schwefelkohlenstoff erfolgt nach einer bereits bekannten Methode. Ein Nicol'sches Prisma N_1, dessen Hauptschnitt mit der Richung des elektrischen Feldes einen Winkel von 45° bildet, polarisirt das Licht vor Eintritt in den Kondensator; hinter demselben ist ein doppelbrechendes Prisma B aufgestellt, dessen Hauptschnitt zur Polarisationsebene des Nicols parallel ist. Man erhält zwei Bilder, die man durch Drehen des Nicols N_2 auf gleiche Helligkeit bringt. Beim Entstehen des Kerr'schen Phänomens erhalten die beiden Bilder ungleiche Helligkeit; um wieder die Bilder auf gleiche Helligkeit zu bringen, hat man das Prisma N_2 um einen Winkel α zu drehen, der ein Maass für die durch das Kerr'sche

Phänomen verursachte Doppelbrechung im Schwefelkohlenstoff abgiebt. Die Verfasser erhielten nun folgende Resultate:

Länge des vom Lichtstrahl durchlaufenen Weges	α
20 *cm*	17,3°
100 „	8,7°
400 „	nicht mehr messbar,

d. h. nach $^1/_{100}$ μs ist die Doppelbrechung verschwunden. Man kann also schliessen, dass 1. die Dauer, während welcher der Funke leuchtet, 2. die Dauer des Verschwindens des elektrischen Feldes im Kondensator, 3. eine mögliche Verzögerung des Kerr'schen Phänomens, wonach also trotz des verschwundenen Feldes das Kerr'sche Phänomen noch kurze Zeit bestehen bliebe, weniger Zeit als $^1/_{100}$ μs beansprucht.

Durch dieselbe Methode wird festgestellt, dass das elektromagnetische Drehungsvermögen um weniger als $^1/_{100}$ μs hinter dem die Drehung erzeugenden Felde zurückbleibt. Offenbar ist die Methode dazu geeignet, auch von anderen elektrischen Erscheinungen festzustellen, ob das Eintreten derselben hinter den wirkenden Ursachen um eine merkliche Zeit zurückbleibt. *E. O.*

Ueber die Wirkung des ultravioletten Lichtes auf gasförmige Körper. — Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht.

Von P. Lenard. *Ann. d. Physik* **1.** *S. 486. 1900;* **2.** *S. 359. 1900.*

Lässt man das Licht elektrischer Funken durch ein Quarzfenster auf einen aus der Spitze eines Glasrohres austretenden Dampfstrahl oder auf die den Strahl umgebende Luft fallen, so ändert der Strahl sein Aussehen in charakteristischer Weise; sein vorher nebliges, verwaschenes und graues Aussehen geht in eine wolkige, besser begrenzte Form über, seine Farbe wird weiss, Veränderungen, welche das Vorhandensein von Kondensationskernen in der umgebenden Luft anzeigen.

Diese von den Funken ausgehende Wirkung wird nach neuen Versuchen von Lenard zurückgehalten durch zwischen Funken und Quarzfenster befindliche Luftschichten von 2 *cm* Dicke sowie durch dünne Glas- oder Glimmerplatten, sie kann also weder eine Wirkung des sichtbaren noch des gewöhnlichen ultravioletten Lichtes sein; auch kann, wie besondere Versuche ergaben, das Quarzfenster nicht als Quelle der Kondensationskerne betrachtet werden, vielmehr erscheint die durchstrahlte Luft selbst als diese Quelle. Zahlreiche Versuche über die Durchlässigkeit verschiedener Körper für die vom Funken ausgehende Wirkung zeigen, dass dieselbe höchstwahrscheinlich als ultraviolettes Licht höchster Brechbarkeit, durch V. Schumann's Versuche bekannt, aufzufassen ist, das von fast aller Materie ausser einigen wenigen Substanzen wie Flussspath, Gyps, Wasserstoff stark absorbirt wird. Gehen die Strahlen durch Gase hindurch, so erfüllen sie, indem sie absorbirt werden, ihren Weg durch das Gas überall mit Kernen der Dampfkondensation, die, einmal entstanden, auch aus dem Strahlenbündel heraus- und mit dem Gase fortwandern können. Unter Verwendung von Linsen aus Quarz, Steinsalz und Flussspath gelingt es dem Verf., die Brechbarkeit der Strahlen quantitativ zu bestimmen, nachdem durch Verwendung von Aluminiumelektroden und Veränderungen am Induktorium die Dampfstrahlwirkung des Funkens so erhöht war, dass sie 50 *cm* dicke Luftschichten durchdrang. Es ergaben sich in Flussspath Brechungskoeffizienten zwischen 1,5 und 1,6, woraus sich die Wellenlänge der Strahlen zu 140 bis 190 $\mu\mu$ berechnet.

Wird Gas, welches von der Funkenstrahlung durchsetzt wurde, zwischen den Platten eines geladenen Kondensators hindurchgeleitet, so wird der Kondensator entladen, wobei die Beschaffenheit der geladenen Oberfläche und das Vorzeichen der Ladung gleichgültig ist; das Gas ist also durch die Strahlung elektrisch leitend geworden; diese elektrische Wirkung und die Dampfstrahlwirkung gehen hinsichtlich der Absorbirbarkeit, des quantitativ verschiedenen Verhaltens verschiedener Gase und aller anderen Bedingungen parallel.

Kurzwellige Strahlen, welche die so charakterisirten Wirkungen ausüben, werden nun nicht nur vom elektrischen Funken, sondern auch vom elektrischen Lichtbogen und von der Sonne ausgesendet. Letzteres ergab sich aus Beobachtungen in den Alpen, die eine mit zunehmender Höhe zunehmende Zerstreuungsgeschwindigkeit statischer Ladungen beider Vorzeichen, also eine zunehmende Leitfähigkeit der Luft anzeigten, wie denn auch nach den Beobachtungen von Elster und Geitel ein solches Leitvermögen regelmässig und überall in der freien Luft besteht.

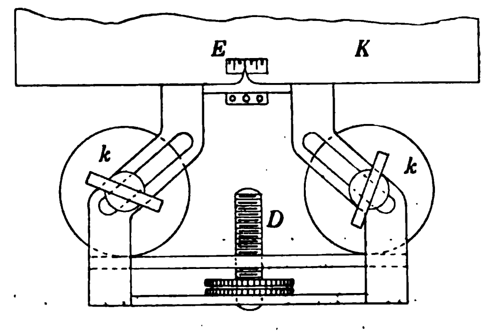
Während nun die eben charakterisirten Strahlen, deren Wellenlänge bedeutend kleiner ist als die des gewöhnlichen ultravioletten Lichtes, sowohl positiv als negativ geladene Körper zu entladen vermögen, gilt dies bekanntlich nicht für das gewöhnliche ultraviolette Licht, das nur negativ geladene Körper zu entladen vermag. Schon diese wesentliche Verschiedenheit lässt den Schluss zu, dass der Mechanismus der Entladung in beiden Fällen ein vollkommen verschiedener ist, dass also das ultraviolette Licht die negativen Ladungen nicht dadurch von den Körpern entfernt, dass es die umgebende Luft leitend macht, wie dies die Schumann-Strahlen thun, sondern auf eine andere Weise. Um über diese Aufschluss zu erlangen, bringt Lenard eine negativ geladene Platte in ein von Luft befreites Glasrohr. Wird die Platte von aussen mit ultraviolettem Licht bestrahlt, so wird sie entladen, und zwar strahlt sie ihre negative Elektrizität in normaler Richtung und gradliniger Bahn aus, denn nur solche Leiter, die der Platte gegenüberliegen, werden von der ausgestrahlten negativen Elektrizität getroffen, während seitlich in der Röhre angebrachte Elektroden keine elektrische Ladung anzeigen.

Diese Erscheinung deutet darauf hin, dass die Platte Kathodenstrahlen aussendet, eine Vermuthung, die ihre Bestätigung dadurch erhält, dass die Strahlen magnetisch ablenkbar sind und dass die aus der Grösse der Ablenkung berechenbaren Werthe für die Geschwindigkeit der Strahlen und das Verhältniss von Masse zur Ladung eines Theilchens von derselben Grössenordnung sind wie bei den Kathodenstrahlen. *W. D.*

Neuer Quadrantalkorrektor für Schiffskompasse.

Von P. Stolfa. *Oesterr. Patentreg.* **50.** *S. 6. 9. Februar 1900.*

Zylinder oder Stäbe aus weichem Eisen, welche als Quadrantalkorrektoren für Schiffskompasse verwendet werden, haben den Nachtheil, dass sie leicht permanenten Magnetismus aufnehmen und der Induktionswirkung der Erde und der Nadel leicht unterliegen. Dieser Gefahr sind Eisenkugeln, wie sie Thomson anwendet, weniger unterworfen. Die Anbringungsweise der Kugeln beim Thomson'schen Kompasse ist jedoch unpraktisch, da sie die Handhabung eines einfachen Diopterlineals als Peilvorrichtung in den zum Kiel senkrechten Visuren verhindern. P. Stolfa, Mechaniker in Triest, hat es daher versucht, die Kugeln k unterhalb der Kompassbüchse K, wie in der nebenstehenden Skizze angegeben, anzubringen. Durch Drehung der Schraube D werden die beiden Kugeln dem Rosenmittelpunkte genähert oder von demselben entfernt, wodurch ein grösseres oder kleineres künstliches D verursacht wird. Für die eventuelle Kompensation von E kann die Resultante der Kugeln mittels der Skale E um den Winkel arc tg E/D gedreht werden. Diese Anbringung der D-Kompensatoren entspricht nicht ganz den theoretischen Bedingungen, da sich die Kompensatoren in der Ebene der Rose befinden müssten, allein wiederholte Versuche haben gezeigt, dass die geringe Verschiebung der Ebene der Resultante keine Störungen verursacht. Was den Betrag des künstlichen D anbelangt, so erreicht Stolfa Werthe bis zu 22°. Zwei solcher Kompasse sind bereits auf Schiffen der österreichischen Handelsmarine aufgestellt worden und funktioniren ganz gut. *E. G.*



sich durch eine eingehende Prüfung des Instruments ziemlich befriedigend eliminiren lassen, dass es aber sehr wünschenswerth und auch möglich ist, die bisherige Grösse dieser Korrektionen durch eine sorgfältigere Kompensation des Temperatureinflusses und ein besseres Anpassen der Theilung an das Quecksilberbarometer beträchtlich zu verkleinern.

Die Korrektur der elastischen Nachwirkung andererseits bleibt unter allen Umständen unvollkommen. Ein Vortheil lässt sich wohl dadurch erzielen, dass man die Prüfung nicht darauf beschränkt, das Instrument nur vorübergehend niederem Druck auszusetzen, sondern dass man eine dem mittleren Gebrauch nahe kommende Geschwindigkeit der Druckänderung mit angemessenen Pausen innehält. Unvollkommen aber bleibt auch dieses Verfahren, und so besteht noch immer als wichtigstes Bedürfniss die Einführung eines Materials für die Aneroiddosen und Federn, welches der elastischen Nachwirkung weniger als das bisherige unterworfen ist.

Zonenfehler und Wellenflächen.

Von

Dr. K. Strehl in Erlangen.

Die Thatsache, dass die Durchrechnung mikroskopischer und photographischer Systeme mehr oder minder grosse Zonenabweichungen ergiebt, dass für die wenigsten Mikroskopobjektive die Korrektur der sphärischen Abweichung den von mir aufgestellten theoretischen Anforderungen genügen dürfte und dass ich praktisch auch bei ausgezeichneten Systemen Anzeichen von Zonenabweichung durch die Beobachtung an geeigneten Präparaten fand, sowie der Umstand, dass der praktische Optiker bislang schon bezüglich der gewöhnlichen sphärischen Abweichung, um so mehr bezüglich der Zonenfehler im Unklaren war, in welchen Grenzen diese sich bewegen dürften, und dass ich wiederholt vergeblich um die Wellenflächen von Mikroskopobjektiven gebeten habe, dies Alles veranlasst mich, die Frage selbst näher ins Auge zu fassen. Wenn eingewendet werden sollte, dass der praktische Optiker in den Erfahrungen des täglichen Gebrauches einen Fingerzeig habe, welche Grösse der Abweichungen noch schädlich sei oder nicht, dann muss ich vorweg entgegnen, dass die praktische Erprobung eben in Folge der Abweichungen Täuschungen unterworfen ist — wie ich denn gegentheilige Erfahrungen habe — sowie, dass es noch ganz an exakten Prüfungsmethoden, wie sie mir vorschweben, z. B. bezüglich des Einflusses der enormen Abweichungen photographischer Objektive, fehlt, die zu verwirklichen ich selbst in meiner gegenwärtigen Stellung keine Möglichkeit habe.

Wellenflächen.

Wenn z den Abstand von der zur optischen Hauptachse senkrechten Tangentenebene und r den Abstand von der optischen Hauptachse bedeutet, dann lässt sich die Gleichung der Wellenfläche, eine Rotationsfläche vorausgesetzt, schreiben in der Form

$$z = \alpha r^2 + \beta r^4 + \gamma r^6 + \ldots = z_0 \text{ (Kugelfläche)} + dz.$$

Durch Differentiation erhalten wir

$$dz/dr = 2\alpha r + 4\beta r^3 + 6\gamma r^5 + \ldots = r/(p - z),$$

wobei p die Vereinigungsweite der Wellennormalen (Lichtstrahlen) bedeutet.

Mithin bekommen wir durch Benutzung der 1. Gleichung

$$p = 1/2\alpha + (\alpha^3 - \beta)\, r^2/\alpha^2 + (2\alpha^3\beta - 3\alpha\gamma + 4\beta^2)\, r^4/2\alpha^3 + \ldots$$
$$= p_0 \text{ (optische Hauptachse)} + dp \qquad p_0 = 1/2\alpha.$$

Wir wollen nun den Zonenfehler in die beiden Koeffizienten β und γ verlegen und mit diesen der Eindeutigkeit wegen die Reihe abbrechen (es kommt mir in der ganzen Betrachtung nur auf angenäherte, durchschnittliche Verhältnisse an), indem wir setzen

$$dp = \delta \text{ für } r = \mathfrak{r} \qquad dp = \Delta \text{ für } r = \mathfrak{R}.$$

Zur Abkürzung setzen wir

$$(\mathfrak{R}^4 \delta - \mathfrak{r}^4 \Delta)/(\mathfrak{R}^4 \mathfrak{r}^2 - \mathfrak{r}^4 \mathfrak{R}^2) = \mathfrak{M} \qquad (\mathfrak{R}^2 \delta - \mathfrak{r}^2 \Delta)/(\mathfrak{R}^4 \mathfrak{r}^2 - \mathfrak{r}^4 \mathfrak{R}^2) = \mathfrak{N}$$

und finden für die Koeffizienten die Werthe

$$\beta = \alpha^3 - \mathfrak{M}\, \alpha^3 \qquad \gamma = 2\,\alpha^5 - (10\,\mathfrak{M}\,\alpha^4 - 4\,\mathfrak{M}^2\,\alpha^3 - 2\,\mathfrak{N}\,\alpha^3)/3,$$

mithin für den Zonenfehler und (angenähert) für die Flächenverbiegung

$$dp = \mathfrak{M}\, r^2 - \mathfrak{N}\, r^4 \qquad dz \gtrless (3\,\mathfrak{M} - 2\,\mathfrak{N}\, r^2)\, r^4/(12\, p^2)$$ [1].

Mikroskopobjektiv.

In der *Centralztg. f. Opt. u. Mech.* **11.** *S. 73. 1890* finden sich Angaben über die Durchrechnung eines von A. Kerber verbesserten Mikroskopobjektives aus renommirter Werkstätte, der einzigen, welcher ich habhaft werden konnte. Das System hat rund 4 *mm* Brennweite mit 0,60 num. Ap. und die Eigenthümlichkeit, dass für eine rechnerische Vereinigungsweite von 170 *mm* die Längenabweichungen der Zonen 0,30 und 0,60 annähernd gleiche Grösse gleich 5 *mm* und gleichen Sinn haben. Um bequemere Zahlen zu bekommen — weil es mir ja nur um angenäherte Verhältnisse zu thun ist — wählte ich

$$\varphi = 4\,mm;\ A = 0{,}60;\ p_0 = 180\,mm;\ \delta = \Delta = -6\,mm;\ \mathfrak{R} = 2\,\mathfrak{r} = \varphi A.$$

Die numerische Berechnung nach obigen Formeln ergiebt folgende Tabelle

$A =$	$r =$	$dp =$	$z_0 =$	$dz =$
0	0 *mm*	0 *mm*	0 μ	0 $\mu\mu$
0,15	0,6	− 2,8	1	+ 5
0,30	1,2	− 6,0	4	+ 72 (+ 2)
0,45	1,8	− 9,3	9	+ 295 (+ 26)
0,60	2,4	− 6,0	16	+ 622 (+ 148).

Die Zonenfehler dp im Beispiel schliessen sich dem Gang der wirklichen gut an; die grösste theoretisch zulässige Verbiegung der Wellenfläche gegen die durch die Werthe z_0 charakterisirte Kugelfläche beträgt, die Wellenlänge $\lambda = 550\,\mu\mu$ vorausgesetzt, nach meinen Untersuchungen $\lambda/6 = 92\,\mu\mu$.

Das System genügt mithin innerhalb der Zone 0,30; sollte es über den ganzen Bereich der num. Ap. genügen, d. h. Strukturen von gewisser entsprechender Feinheit in jeder Beziehung annähernd richtig wiedergeben, müssten sämmtliche Dimensionen im Verhältniss 622 (770) : 92 verkleinert, d. h. die Brennweite zu $\varphi = 0{,}6\ (0{,}5)\ mm$ festgesetzt werden[2].

Photographisches symmetrisches Objektiv.

An der Hand der Durchrechnung eines der vielen gangbaren Anastigmate finde ich folgende wegen Benutzung bequemerer Zahlen angenäherte Verhältnisse nach Umrechnung auf $r = 12{,}5\ mm$ und $p_0 = 250\ mm$

$$\delta = -1{,}3\ mm \text{ für } \mathfrak{r} = 2\,r/3 \qquad \Delta = -0{,}4\ mm \text{ für } \mathfrak{R} = r.$$

---

[1]) Die eingeklammerten Zahlen bedeuten die unter Berücksichtigung des vernachlässigten Gliedes $+\,\mathfrak{M}^2 r^6/(6\,p^2)$ vorzunehmenden Korrekturen; die Resultate sind mithin noch etwas schlechter als in obiger Näherungsrechnung.

[2]) Mit geringer Aenderung zur Erhaltung der alten optischen Tubuslänge $p_0 = 180\ mm$.

Unsere Formeln ergeben folgende Tabelle:

$r =$ 0 *mm*	$dp =$ 0 *mm*	$z_0 =$ 0 μ	$dz =$ 0 $\mu\mu$
4,2	— 0,5	35	+ 34
8,3	— 1,3	139	+ 426 (+ 3)
12,5	— 0,4	313	+ 1155 (+ 37).

Wenn wir auch hier von einer Zone verlangen, dass ihr Lichtbeitrag für den Mittelpunkt des Beugungsscheibchens mindestens die Hälfte des normalen Werthes erreiche, dann können wir wiederum die grösste zulässige Zonenabweichung, als Wellenlänge $\lambda = 450\,\mu\mu$ vorausgesetzt, zu $\lambda/6 = 75\,\mu\mu$ annehmen, während z. B. solche Zonen, welche um $\lambda/2$ differiren, in ihrer Wirkung einander aufheben.

Wie wenig die alleinige Betrachtung der Längenabweichung „Rand — Achse" geeignet ist, von dieser Zonenwirkung eine Andeutung zu geben, sehen wir aus dem Werth der gewöhnlichen sphärischen Aberration $\mathfrak{A} = 3{,}7$, welcher einer Verbiegung der Wellenfläche um etwas über $\lambda/2$ am Rand entsprechen würde, während die wirkliche Verbiegung am Rand nicht ganz 2,6 λ beträgt, und sehen daraus die Wichtigkeit dieser Untersuchung.

Obigen strengen Anforderungen würde das System für eine Abblendung auf etwa 10 *mm* genügen oder für eine Reduktion sämmtlicher Dimensionen im Verhältniss 1155 (1192) : 75, d. h. eine Beschränkung auf die winzige Grösse 1,6 *mm* : 16 *mm*. Indessen treten für photographische Systeme wesentlich andere Umstände auf, was wir am besten betrachten können, indem wir zum Vergleich einen anderen photographischen Typus beiziehen.

Porträtaplanat.

Ein mir bekannt gewordenes modernes Petzval-Objektiv hat für die Dimensionen 100 *mm* : 250 *mm* eine sphärische Längenabweichung von 0,75 *mm* und eine astigmatische am Bildrand von 5 *mm*, falls die Blende für verschwindende Bildwölbung eingestellt ist. Die gewöhnliche ohne Rücksicht auf Zonenabweichung berechnete sphärische Aberration, sowie der Astigmatismus erreichen mithin die enormen Beträge $\mathfrak{A} = 105$ bezw. $\mathfrak{Q} = 1396$, während die gleichen für den oben besprochenen Anastigmaten die Werthe $\mathfrak{A} = 3{,}7$ bezw. $\mathfrak{Q} = 22$ erreichen, soweit ich wenigstens in beiden Fällen aus den dürftigen Angaben zu schliessen berechtigt bin, insbesondere unter der Voraussetzung, dass die astigmatische Längenabweichung mit der vollen Oeffnung in Rechnung gesetzt wird.

Die Berechnung der Lichtvertheilung für so kolossale Aberrationen ist der äusserst langsamen Konvergenz der betreffenden Reihen wegen praktisch unmöglich; an Stelle dieser haben exakte Experimente über Helligkeit und Auflösung zu treten, welche, wie gesagt, bislang noch nicht versucht wurden.

Gleichwohl ist die Lichtvertheilung für solche makroskopische Aberrationskreise nach wie vor ein beugungstheoretisches Problem und bieten die Werthe $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{Q}$ bezw. die Umrechnung der Zonenabweichungen in Verbiegungen der Wellenfläche gegen die normale Kugelfläche — gemessen durch die Wellenlänge — die einzige Gewähr für eine richtige Einordnung dieser Systeme in eine Reihenfolge nach der Güte der Leistung, falls man die Vorsicht gebraucht, sämmtliche Dimensionen auf gleiche Brennweite umzurechnen; insbesondere ist es absolut unzulässig, aus rein geometrischen Strahlenverhältnissen Schlüsse auf eben die in Frage stehende Lichtvertheilung zu machen.

Trotz dieser abnormen Verhältnisse — wurde ja doch bei Fernrohrobjektiven von den praktischen Optikern der Werth $\mathfrak{A} = 1$ für unzulässig gehalten — erfüllen

diese Objektive ihren Zweck *gut*. Dies kommt eben von dem Umstand, dass dieser Zweck ein einseitiger ist, d. h. von der gleich abnormen Unterbeanspruchung dieser Systeme in Bezug auf Trennung. Das blosse Auge, welches ein Porträt aus einer der Brennweite des gewählten Beispieles gleichen Sehweite von 250 *mm* betrachtet, trennt durchschnittlich etwa 1/7 *mm* Abstand gleich 2'; ein Aplanat von 100 *mm* Oeffnung vermöchte jedoch bei absoluter Aberrationsfreiheit seiner Oeffnung entsprechend nach beugungstheoretischen Grundsätzen etwa 0,85'' zu trennen; es findet mithin bezüglich der Bildschärfe eine 140-fache Unterbenutzung statt. Alles wird der Flächenhelligkeit im Gegensatz zur Punkt- und Linienhelligkeit geopfert, ja bei Porträtsystemen war bislang sogar eine gewisse „künstlerische Unschärfe“ beliebt.

Vorstehende Resultate sprechen für sich selbst; ich begnüge mich deshalb mit diesen kurzen Bemerkungen.

Neue Apparate zur Prüfung photographischer Momentverschlüsse.

Von

Mechaniker **Rich. Nerrlich** in Berlin.

Ueber die Wichtigkeit der Kenntniss der Expositionszeiten eines Momentverschlusses bestehen wohl keine Zweifel, und doch zeigt die übergrosse Mehrzahl der im Handel befindlichen Verschlüsse mit veränderbarer Geschwindigkeit ganz ungenaue Angaben. Besonders ist dies da der Fall, wo zuverlässige Angaben gerade erwünscht wären, nämlich bei den grösseren Geschwindigkeiten.

Diese Sachlage ist meines Erachtens hauptsächlich eine Folge des Fehlens einer einfachen, sicheren und genauen Methode zur Messung der Geschwindigkeiten von Verschlüssen.

Bei den Fabrikaten mancher Firmen ist es überhaupt nicht möglich, genaue Zeitangaben für die Expositionszeit des Verschlusses zu machen wegen der Unzuverlässigkeit der Mechanismen. Wird z. B. die Veränderung der Geschwindigkeit des Verschlusses durch eine Bremse erreicht, die durch Reibung fester Körper gegen einander wirkt, so zeigt er bei derselben Einstellung eine wesentlich verschiedene Geschwindigkeit, jenachdem Temperatur, Feuchtigkeit, Staub u. s. w. auf die Bremsung einwirken. Es werden durch diese Umstände bei den im Verkehr befindlichen Verschlüssen so grosse Fehler bedingt (siehe z. B. Koch, *diese Zeitschr.* ***15.*** *S. 244. 1895*), dass Verschlüsse mit Zeitangaben, welche nur um etwa $\pm 10\%$ fehlerhaft sind, zu den sehr guten gerechnet werden müssen. Ein derartiger Fehler kann ja auch mit Leichtigkeit bei dem Entwickeln berichtigt werden.

Aus dem Gesagten geht die Nothwendigkeit der Prüfung jedes Verschlusses, auf den man sich bei wichtigen Arbeiten verlassen will, hervor.

Die meisten Methoden zur Messung der Geschwindigkeiten von Momentverschlüssen[1]) bestehen in der Aufnahme der Bahn eines bewegten, hell erleuchteten

[1]) Man beachte übrigens bei der Prüfung der Geschwindigkeiten, dass bei Mechanismen, an denen die verschliessenden Platten zugleich die veränderbare Objektivabblendung besorgen, den Sektoren- oder Irisverschlüssen, selbst bei den besten Konstruktionen für dieselbe Geschwindigkeitseinstellung, aber verschiedene Oeffnungsgrösse, die Geschwindigkeiten verschieden sind. Diese Differenz kann, je nach der Art des Mechanismus, eine sehr erhebliche, nicht zu vernachlässigende sein und wäre nur mit unverhältnissmässigen Mitteln ganz zu beseitigen. Die zu überwindende Reibung, die Trägheit der Massen und die Zentrifugalkraft sind bei kleiner Oeffnung geringer als bei grösserer. Die Triebkraft ist konstant und somit sind die Geschwindigkeiten verschieden.

Körpers durch den arbeitenden Verschluss. Die Bewegung ist dabei eine drehende, eine oszillirende (Stimmgabelschwingung) oder die Fallbewegung. Bei den grösseren Geschwindigkeiten wird indessen das photographirte Stück der Bewegung des Messapparates bei den mir bekannten einfachen Methoden so kurz, dass Fehler in der Längenmessung, besonders da auch die Enden der Aufnahme nicht scharf begrenzt sind, prozentisch von erheblichem Einfluss auf das Resultat werden.

Vor Allem aber wirkt das Fehlen eines Stückes der Bewegungslänge in der Aufnahme, wie unten ausgeführt wird, wesentlich auf das Resultat ein.

Die verschiedenen Ergebnisse bei Anwendung verschiedener Messapparate unter gleichen Verhältnissen sowie bei Anwendung desselben Apparates unter verschiedenen Verhältnissen, die aber nicht genau rechnerisch berücksichtigt werden konnten, zwangen zur Konstruktion eines neuen Apparates. Dieser sollte bei möglichst grosser Genauigkeit die Geschwindigkeit von 3 Sek. an aufwärts ohne besondere Längenmessung oder Rechnung und unabhängig von den Helligkeitsunterschieden des Tageslichtes angeben. Dabei musste er für den Werkstattsgebrauch geeignet, also einfach und leicht zu handhaben sein.

Aus diesen Bedingungen ergiebt sich, dass von der mehrfach vorgeschlagenen *direkten* Messung der Geschwindigkeit des Mechanismus eines Verschlusses, z. B. der Aufzeichnung von Stimmgabelschwingungen auf einen sich bewegenden Theil desselben, abgesehen werden musste. Einmal ist der entsprechende Apparat für den Werkstattsgebrauch wenig geeignet, besonders aber erhält man nicht ohne Weiteres die effektive Oeffnungszeit[1]) T, sondern diese plus der Zeit, während welcher sich der Mechanismus bewegt, um die zum sicheren Lichtabschluss nöthige Ueberdeckung aufzuheben bezw. wieder herzustellen. Dem Apparat zu Grunde gelegt wurde also die Methode des Photographirens mittels des Verschlusses, wobei man auch den Vorzug der bleibenden Aufzeichnung hat.

Der Prüfungsapparat (Fig. 1) bestand in seiner ersten Form aus einer runden mit einem schmalen, radialen Fenster versehenen Aluminiumscheibe, die durch ein Gewichtslaufwerk dicht hinter einer mit ringförmigem Ausschnitt versehenen, feststehenden Platte in Rotation versetzt wurde. Das Fenster war ein 25 *mm* langer Schlitz, dessen inneres Ende vom Drehungsmittelpunkt der Scheibe 140 *mm* abstand und der $^1/_{150}$ des Kreisumfanges, also in der Mitte etwa 6,4 *mm* breit war. Der ausgeschnittene Ring der feststehenden Platte hatte die gleichen Radien wie der Schlitz der rotirenden Scheibe und war mit 150 von 5 zu 5 abwechselnd am inneren und äusseren Rande angebrachten Auszackungen als Eintheilung versehen. Es war demnach einer dieser Theile gleich der Breite des rotirenden Schlitzes.

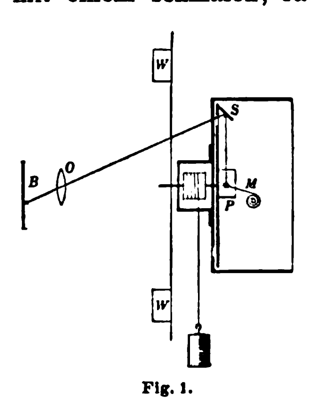


Fig. 1.

Das bei der Herstellung des ringförmigen Ausschnittes in der feststehenden Platte herausfallende innere Kreisstück wurde mit ihr durch vier schmale Stege verbunden und zentrisch gehalten, um das Lager für die Schlitzscheibe zu bilden.

Auf der Schlitzscheibe war ein parabolisch geformter, blanker Blechstreifen P senkrecht so befestigt, dass der Brennpunkt in der geometrischen Achse der

---

[1]) T ist die Zeit, während welcher vom Beginn des Oeffnens bis zum Ende des Schliessens Licht durch den Verschluss gelangt.

Scheibe lag und das offene Ende symmetrisch nach dem Schlitze zeigte. Hinter dem Schlitz und unter etwa 45° zur Achse der Scheibe stand ein Glasspiegel *S*. Wurde ein Magnesiumband *M* im Brennpunkt des parabolischen Reflektors verbrannt, so gelangten die Lichtstrahlen durch den Schlitz und den Ausschnitt der feststehenden Platte in die photographische Kamera durch das Objektiv *O* auf die lichtempfindliche Platte *B*.

Es ist diese Anordnung eine Verbesserung der von mir in den *Photogr. Mitth. 27. Februar 1891* angegebenen Methode und sie bezweckte hauptsächlich, eine grössere Rotationsgeschwindigkeit zu erzielen. Die Rotation wurde durch Verschiebung der Windflügel *W W* regulirt.

Auf der lichtempfindlichen Platte erhielt man ein Bild etwa wie Fig. 2. Von der Anzahl der erhaltenen Theile wurde ein Theil, die Schlitzbreite, abgezogen und der Rest durch die Anzahl der Umdrehungen der Scheibe in der Sekunde mal der Theilung des Ausschnittes dividirt, um die Geschwindigkeit des Verschlusses bei dieser Aufnahme in Sekunden zu erhalten, z. B. bei Fig. 2 und bei 4 Umdrehungen der Scheibe in der Sekunde $\frac{13-1}{4 \cdot 150} = 0{,}02$ Sek.

Um die Rechnung etwas zu vereinfachen und so das Resultat sicherer zu erhalten, wurde der rotirende Schlitz derart gestaltet, dass er in der Mitte seiner Länge

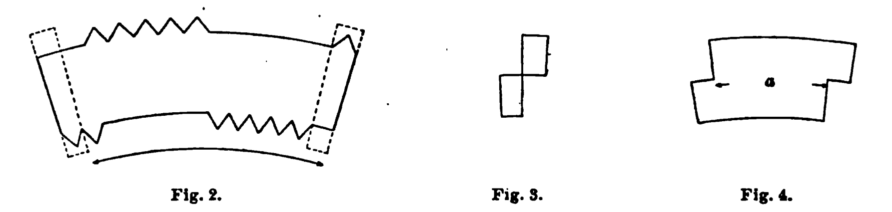


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.

getrennt und die beiden Hälften um die ganze Breite seitlich verschoben wurden (Fig. 3). Man erhielt nun auf der lichtempfindlichen Platte zwei über einander liegende Kreisringstücke (Fig. 4), von denen das gemeinsame Bogenstück *a* die Verschiebung eines Punktes des Schlitzes giebt. Zur sicheren und bequemen Ablesung der durchlaufenen Theile war der Ausschnitt der feststehenden Platte etwas anders gezahnt, als in Fig. 2. Das Resultat erhält man wie in der ersten Anordnung, nur dass die Schlitzbreite nicht berücksichtigt zu werden braucht.

Bei den angegebenen Verhältnissen und bei einer aus zwei Magnesiumbändern von je $3 \times 0{,}22$ *mm* Querschnitt bestehenden Lichtquelle durfte zur Erlangung eines noch sicher wahrnehmbaren Bildes auf der lichtempfindlichen Platte die Schlitzscheibe nur etwa 5 Umdrehungen in der Sekunde machen. Dabei erhielt man z. B. bei $^1/_{150}$ Sek. Geschwindigkeit des Verschlusses nur etwa 6 bezw. 5 Theile auf der lichtempfindlichen Platte. Nun sucht man aber, um den Einfluss der Ablesefehler klein zu machen, eine möglichst grosse Anzahl von Theilen zu erhalten. Dies erreicht man sowohl durch Vergrösserung der Geschwindigkeit der Schlitzscheibe als auch, bei derselben Lichtquelle, durch eine Verbreiterung des Schlitzes.

Die so erhaltenen Resultate beider Schlitzanordnungen sind aber nicht richtig, denn sie sind doch nicht unabhängig von der Schlitzbreite.

Eine einfache Ueberlegung zeigt, dass die ganze Länge des vom Schlitze während des Funktionirens des Verschlusses passirten Ringstückes auf der lichtempfindlichen Platte *nicht* aufgezeichnet werden kann, sondern dass je nach der Lichtintensität und der Empfindlichkeit der Platte ein Stück fehlen muss, da an den

äussersten Enden die Lichteinwirkung nicht ausreicht, um das Silbersalz zu zersetzen. Eine merkliche photographische Wirkung wird erst nach einer gewissen Bewegung des Schlitzes erfolgen, wenn ein breiteres Stück von ihm sich vor einem Flächenelement der Platte vorbei bewegt hat, und ebenso wird die Zersetzung aufhören vor Beendigung der Bewegung. Die beschriebene Fehlerquelle haftet allen derartigen Methoden an.

Das hellste allgemein für solche Arbeiten zur Verfügung stehende künstliche Licht, das Magnesiumlicht, ist nun aber nicht konstant, die Verbrennung, besonders mehrerer Bänder neben einander, erfolgt ungleichmässig. Man erhält also mit einer einmal ausgeprobten Schlitzbreite und Geschwindigkeit nicht stets dieselben Resultate. Es wurde deshalb, auch wegen der Unannehmlichkeit des Arbeitens mit Magnesiumlicht, auf die direkte Beleuchtung eines geraden Schlitzes durch Sonnenlicht zurückgegangen.

Der oben erwähnte Fehler beeinflusst das Resultat um so weniger, je schmaler der Schlitz und je länger das abgebildete Ringstück, d. h. je intensiver die Lichtquelle und je schneller die Bewegung des Schlitzes ist.

Bei gutem Sonnenlicht konnte man den Schlitz etwa 2 *mm* breit machen bei 12 Umdrehungen in der Sekunde der Schlitzscheibe und erhielt bei $^1/_{100}$ Sek. Geschwindigkeit eines Verschlusses auf der Platte ein gutes Bild eines Ringstückes von rund 43°, während die Schlitzbreite etwa 0,75° betrug.

Die Schlitzbreite wurde hierbei, mit Rücksicht auf das Fehlen eines Stückes am photographirten Ringstücke, von der Länge des letzteren nicht abgezogen. Der Fehler musste kleiner als etwa 1,8 % sein.

Das Anwachsen bezw. Abfallen der Schichtdicke an den Enden des aufgenommenen Ringstückes rührt nur in einer Länge, die kleiner als die Schlitzbreite ist, von der beschriebenen Anfangs- und Endwirkung des bewegten Schlitzes her. Das stets viel längere An- und Abschwellen an den Enden ist eine Folge der durch das Oeffnen und Schliessen des Verschlusses veränderten Grösse der Abblendung des Objektives.

Hieraus ist die Dauer der Oeffnungs- und Schliessungsbewegung eines Verschlusses zu erkennen und damit die nützliche Oeffnungszeit t, d. i. die Zeit, während welcher, wenn sich der Verschluss unendlich schnell öffnen und schliessen würde, gleichmässig dasselbe Lichtquantum ginge, das durch den allmählich sich öffnenden und schliessenden Verschluss geht. Ein Vergleich der optischen Wirksamkeit verschiedener Verschlüsse ist durch das Verhältniss t/T der nützlichen Oeffnungszeit zur effektiven gegeben. Dieses Verhältniss ist z. B. bei einem Fallverschluss mit runder Oeffnung gleich 0,43 (Fabre, *Traité encyclop. de photogr. 1889*) und bei dem Görz'schen Sektorenverschluss, der von den verschiedenen von mir gemessenen Verschlüssen am Objektiv auch die grösste Geschwindigkeit hatte, bei seiner grössten Geschwindigkeit von $^1/_{150}$ Sek. etwa gleich 0,6. Je kleiner bei demselben Verschluss die Geschwindigkeit wird, desto mehr wächst das Verhältniss t/T, bis es bei $^1/_2$ Sek. sehr nahe gleich 1 ist. Er steht also nicht zu weit in der Wirkung hinter einem Schlitzverschluss vor der Platte zurück, bei dem ja $t/T = 1$ ist.

Die Anwendung des einfachen schmalen Schlitzes mit direkter Beleuchtung konnte nur bei hellstem Sonnenlicht geschehen.

Diese Abhängigkeit vom Sonnenlicht war ein grosser Nachtheil und führte zur Konstruktion eines anderen Apparates. Es handelte sich nach den gemachten Erfahrungen jetzt darum, bei jedem Tageslicht das Stück Bewegung des Schlitzes festzustellen, nach dessen Ablauf erst eine Lichtwirkung auf der Platte wahrnehmbar ist, um sogleich auf der Platte die ganze Bewegung des Schlitzes während des Funk-

tionirens des zu untersuchenden Verschlusses erkennen zu können. Das wird erreicht durch eine Form des Schlitzes der rotirenden Scheibe, wie sie Fig. 5 darstellt. Der Ausschnitt ist angenähert ein rechtwinklig gleichschenkliges Dreieck, dessen eine Kathete radial zur Drehungsachse der Scheibe steht, während die andere Kathete einen Kreisbogen um die Drehungsachse bildet. An der Spitze des Dreiecks ist ein Stück eines Kreisringes angesetzt. Bei einer Aufnahme entstehen zwei getrennte Ringstücke, von denen das von dem oberen Theil des Ausschnittes erzeugte nur die Lage der Spitze des Dreiecks anzugeben hat. Es genügt nämlich das durch diese Spitze gelangende Licht nicht, ein Bild auf der lichtempfindlichen Platte zu erregen, erst an einer breiteren Stelle des dreieckigen Schlitzes, etwa bei db (je nach seiner Geschwindigkeit und der Lichtintensität), kommt eine genügende Lichtmenge auf die Platte, um eine gerade sichtbare Wirkung hervorzurufen. Die Breite des Schlitzes an dieser Stelle ist gleich dem Abstande des äusseren vom inneren Ringstücke, also $db = bc$, und seine Bewegung während des Arbeitens des Verschlusses der ganze von db aufgezeichnete Bogen plus bc (siehe auch weiter unten).

Die so erhaltenen Resultate sind nun wirklich einwandsfrei. Verschiedene Beleuchtungsstärke und verschieden empfindliche Platten beeinflussen das Resultat nicht. Da aber andrerseits, wie leicht ersichtlich, bei konstanter Helligkeit des Schlitzes die Grösse von bc von der Empfindlichkeit der Platten abhängt, lässt sich diese Anordnung zur Prüfung der Empfindlichkeit von Platten benutzen, wie sie ähnlich von Scheiner und Anderen angewandt worden ist (vgl. *diese Zeitschr.* ***14.*** *S. 201. 1894*).

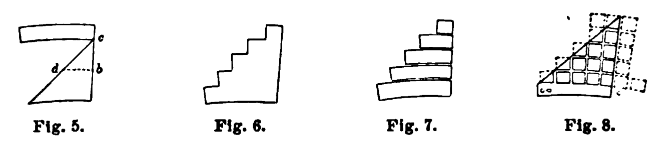


Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7. Fig. 8.

Zur Ersparung einer Ausmessung wurde das Dreieck von Fig. 5 an der Hypotenuse rechtwinklig und gleichmässig ausgezackt, sodass es aus Rechtecken (richtiger kreisförmigen Schlitzen) bestand, die alle etwa 2 *mm* hoch waren, und deren Länge das ein-, zwei-, drei-fache der Höhe betrug (Fig. 6). Entstand bei dem Dreiecke ein Ringstück, das in der Färbung, d. h. der Dicke der reduzirten Silberschicht kontinuirlich zunahm, so entsteht bei den Rechtecken ein Ringstück aus verschiedenen Zonen. Die Anzahl der fehlenden Zonen wird zur Länge der noch gerade sichtbaren addirt, um das Resultat zu erhalten.

Recht zweckmässig hat es sich erwiesen, die einzelnen Rechtecke zu trennen, wie Fig. 7 zeigt, sodass die Längen dieselben blieben wie in Fig. 6, während der Zwischenraum von der Höhe jedes Rechteckes abging. Hierbei wurde auch der freie Ring der feststehenden Scheibe, hinter welcher die Schlitzscheibe rotirt, nicht nur zur Ablesung der Länge des durchlaufenen Bogens gezahnt, sondern mit radialen Stegen versehen, die so breit waren, wie die Entfernung der Rechtecke der Schlitzscheibe. Man erhält nun auf der Platte ein Ringstück aus getrennten kleinen Quadraten (richtiger trapezförmigen Ringstückchen) zusammengesetzt, von denen auch die am schwächsten gefärbten vermöge der Kontrastwirkung sehr gut erkennbar sind. Ein ähnliches Resultat bei Anwendung des dreieckigen Schlitzes erhält man, wenn man den Lichtring der feststehenden Scheibe statt aus Schlitzen gitterförmig, aus kleinen Quadraten (bezw. trapezförmigen Ringstücken) bestehen lässt, etwa wie Fig. 8 angiebt. Diese Anordnung ist auch mechanisch zweckmässiger wegen der grösseren Stabilität des ganzen Apparates.

Voraussetzung zur Erlangung eines sicheren Resultates ist natürlich, dass das Laufwerk, welches die Schlitzscheibe dreht, gleichmässigen Gang hat; deshalb wurde ein Gewichtslaufwerk mit Kettenzug gewählt.

Um Ungleichmässigkeiten der Räder, das veränderliche Gewicht der Kette bei ihrer verschiedenen Länge u. s. w. möglichst unwirksam zu machen, wurde ein grosses Zuggewicht von etwa 4 *kg* angewendet und dieser Kraft ein grosser Luftwiderstand entgegengesetzt. Bei etwa 10 Umdrehungen der Schlitzscheibe in der Sekunde bestanden die Windflügel aus zwei rechteckigen Blechen von je 56 *qcm* Fläche, deren Mitten von der Drehungsachse der Schlitzscheibe etwa 60 *mm* abstanden; bei etwa 1 Umdrehung hatten die Bleche je 110 *qcm* Fläche und der Abstand ihrer Mitten betrug etwa 285 *mm*. Zur Zählung der Umdrehungen der Schlitzscheibe für die Justirung der Lage der Windflügel diente eine Glocke, die bei den langsamen Umdrehungen bei jeder einzelnen, bei den schnellen bei jeder fünften ertönte.

Versucht ist worden, diesen Apparat für die Messung von Verschlüssen mit Schlitz dicht vor der Platte („Anschütz"-Verschlüsse) zu verwenden, wozu die Schlitzscheibe mehrere, einander gegenüber liegende Schlitze erhielt. Die Erlangung eines einwandfreien Resultates für einen Schlitzverschluss ist jedenfalls sehr umständlich. Und doch wäre eine gründlich durchgeführte Prüfung dieser Verschlüsse, welche, soweit mir bekannt, noch nicht vorliegt, von grossem Interesse. Ein in die Augen springender Fehler dieser Verschlüsse ist ja wenigstens qualitativ bekannt, die Bildverzerrung. Dagegen weiss man so gut wie gar nichts über die Wirkungen und die Grösse der Unregelmässigkeiten am Anfang, in der Mitte und am Ende der Bewegung des Schlitzes, bei Hoch- oder Queraufnahmen, d. h. bei vertikaler oder horizontaler Bewegung des Schlitzes u. s. w.

Hierzu würde ein Apparat nach dem Schema von Fig. 9 geeignet sein. Der Apparat ist von mir noch nicht ausgeführt worden, doch haben Vorversuche die Brauchbarkeit folgender Anordnung bewiesen.

Ein Metallband (zur Erlangung guter scharfrandiger Schlitze) etwa 0,05 bis 0,1 *mm* dick, 0,25 *m* breit und 1 *m* lang ist zu einem endlosen Bande *B* verbunden und um zwei Walzen *W* und W_1 von etwa 10 *cm* Durchmesser gelegt. *W* wird durch ein Laufwerk mittels Schnurübertragung angetrieben, um den Apparat so stellen zu können, dass die Walzen horizontal oder vertikal stehen, und in gleichmässige Drehung versetzt, die durch Windflügel abgestimmt wird. Die Walze W_1 kann durch Federzug von *W* entfernt und damit das Band straff gespannt erhalten werden. Um ein etwaiges Gleiten zu verhindern, könnte das Band zweckmässig an beiden Rändern gelocht und die Walze *W* mit entsprechenden Zähnen besetzt sein, die in diese Löcher eingreifen, wie z. B. bei den Film-Streifen der Kinematographen. Das Metallband erhält in gleichen Abständen eine Anzahl langer, rechteckiger Schlitze parallel den Achsen *W* und W_1. Innerhalb des Bandes steht, etwa unter 45 Grad zur Ebene, in der die Achsen *W* W_1 liegen, ein Spiegel *S*, mit dessen Hülfe die Schlitze beleuchtet werden. Die Kamera mit dem Objektiv *O* steht so, dass die Bewegung des Verschlusses senkrecht zu der des Bandes geht, also senkrecht zur Papierebene in Fig. 9.

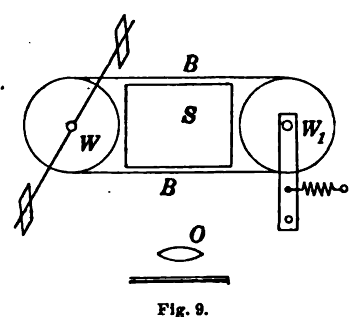


Fig. 9.

Die Schlitze des Bandes werden (auf der Mattscheibe der Kamera) so eingestellt, dass ihre Länge über die ganze lichtempfindliche Platte geht, und dass ihre

Richtung senkrecht ist zu dem Schlitze des Verschlusses. Die Entfernung der Schlitze richtet sich nach ihrer Breite sowie nach der des Verschlussschlitzes.

Auf der lichtempfindlichen Platte erhält man, je nach der Entfernung der Schlitze im Messbande, einen oder mehrere geschwärzte Streifen, die mehr oder weniger gegen die Kanten der Platte geneigt liegen, je nach dem Verhältniss der Geschwindigkeiten des Messbandes und des Verschlusses. Wäre die Geschwindigkeit des Verschlusses eine gleichmässige, was ja bei der des Messbandes der Fall ist, so wären die Streifen geradlinig und man erhielte auf der Platte ein Bild etwa wie Fig. 10. Sind die Bewegungen von Verschluss V und Band B wie die Pfeile angeben, und ist die Geschwindigkeit der Messbandschlitze auf der Platte bekannt, so verhält sich diese Geschwindigkeit zu der des Verschlusses wie $a\,c$ zu $a\,b$.

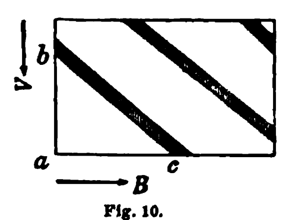


Fig. 10.

Die Bildstreifen werden aber nie geradlinig, sondern gekrümmt sein. Die Geschwindigkeit in jedem Punkte ergiebt dann die an die Kurve gelegte Tangente.

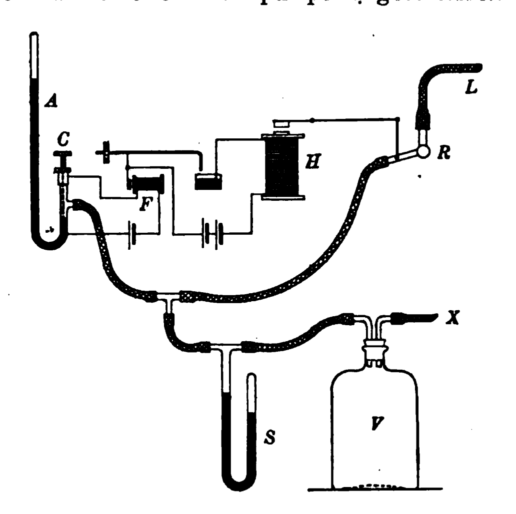
Zur bequemen Abmessung der Linien würde man die Platte durch einen aufgelegten, quadratisch karrirten, durchsichtigen Raster aus Glas, Film, Pauspapier u. s. w. betrachten.

Referate.

Ueber einen Manostat.

Von A. Smits. *Zeitschr. f. phys. Chem.* **33.** *S. 39. 1900.*

Der kurze Schenkel eines Heberbarometers A steht durch Kautschukschläuche mit dem auf konstantem Druck zu erhaltenden Raume X, dem Windkessel V sowie mit einem Hahne R in Verbindung, von wo aus das ganze System an eine Strahlluftpumpe angeschlossen werden kann. Die Umstellung des Hahnes erfolgt durch Hebelübertragung von dem Anker eines Elektromagneten H aus, welcher durch das Relais F aus- und eingeschaltet wird; das letztere wird bethätigt durch einen Kontakt zwischen einer in das Innere des kurzen Barometerschenkels eingeführten Schraube C und dem Quecksilber. Da stets bei einem Drucke unterhalb einer Atmosphäre gearbeitet wurde, so trat, sobald die Saugpumpe nach Herstellung des Kontaktes zwischen der Schraube C und dem Quecksilber von A ausgeschaltet war, durch undichte Stellen aus der Atmosphäre Luft ein. Hierdurch stieg der Druck wieder, bis bei Unterbrechung des Kontaktes die Strahlpumpe wieder anfing zu arbeiten. Die Oxydation der Quecksilberoberfläche im offenen Barometerschenkel durch die Oeffnungsfunken wurde dadurch beseitigt, dass man eine Platinscheibe durch Kork auf dem Quecksilber schwimmend erhielt und den Kontakt zwischen der Schraube mit der Platinscheibe anstatt mit der Quecksilberoberfläche herbeiführte.



Von Temperaturschwankungen der Umgebung konnte der Apparat, wie Verf. nachweist, dadurch unabhängig gemacht werden, dass man dem Barometerrohr A eine schwach konische Form gab.

Die Druckschwankungen, die mit dem Manometer S gemessen werden konnten, wurden nach Angabe des Verf. bei Benutzung des beschriebenen Apparates auf weniger als 1 *mm* Wassersäule reduzirt. *Schl.*

Die Aenderung der spezifischen Wärme des Wassers mit der Temperatur.

Von H. L. Callendar und H. T. Barnes. *Report Brit. Assoc. Dover 1899. S. 624.*

Die Versuche wurden mittels eines von den Verfassern ausgebildeten elektrischen Strömungskalorimeters (*steady-flow electric calorimeter*) ausgeführt. Eine enge Glasröhre, in deren Innern ein Draht achsial gelagert ist, wird von einem kontinuirlichen Wasserstrom durchflossen. Durch den Draht geht während der Zeit t (15 bis 20 Min.) ein konstanter elektrischer Strom von der Stärke C, dessen Potentialdifferenz an den beiden Enden des Drahtes mit Hülfe eines Clark'schen Normalelementes genau gemessen wird. Bestimmt wird mittels zweier an den Enden eingeführter Platinwiderstandsthermometer der Temperaturunterschied $d\theta$ (durchschnittlich 8° bis 10°) des ein- und ausfliessenden Wassers. Das Ganze ist zum Schutze gegen Wärmeabgabe nach aussen von einem luftleer gepumpten Glasmantel umgeben.

Bezeichnet M die durchgeflossene Wassermenge (etwa 500 *g* bei einem Versuch) und ist J die Anzahl der Joule pro Grad bei der mittleren Beobachtungstemperatur, so erfolgt die Berechnung, abgesehen von Korrektionsgrössen, nach der Formel

$$ECt = JMd\theta + H,$$

wo H eine von dem Wärmeverlust herrührende Konstante ist, die in der Regel einen kleinen Werth hatte.

Verf. stellen ihre zwischen 0° und 60° durchgeführten Beobachtungen zunächst graphisch im Vergleich mit den besten Beobachtungen über die spezifische Wärme des Wassers dar, wobei sie allerdings die sorgfältig ausgeführten Untersuchungen Lüdin's nicht zu kennen scheinen. Die Kurve der spezifischen Wärmen verläuft nach dieser Darstellung viel flacher als die von Rowland und hat ihr Minimum bei 40°, anstatt bei 29° (bei Lüdin etwa 25°). Bei Annäherung an den Gefrierpunkt findet ein schnelles Ansteigen der spezifischen Wärme statt.

Die Verf. stellen endlich ihre Beobachtungen durch die Formel

$$s_t = s_0 [1 + 0{,}000\,0045\,(t - 40)^2]$$

dar, woraus sich die mittlere spezifische Wärme zwischen 0° und t° zu

$$s_0^t = s_{40}\,(1{,}0072 - 0{,}000\,18\,t + 0{,}000\,010\,50\,t^2)$$

ergiebt. Extrapolirt man diese Formel bis 100°, so folgt für das Verhältniss der mittleren Kalorie zu der 20°-Kalorie der Werth 1,0024. Wahrscheinlich ist es indessen, dass die Kurve der spezifischen Wärmen nicht ganz symmetrisch gegen 40° verläuft, sondern zwischen 60° und 100° flacher wird. Die Verf. wollen deshalb ihre Werthe der Beobachtung entsprechend nur bis 60° benutzt wissen. Oberhalb 60° bis 220° wollen sie die Formel Regnault's als gültig annehmen, nachdem sie dieselbe um einen konstanten Werth, der aus dem übergreifenden Theile der beiderseitigen Kurven ermittelt ist, geändert haben. Die Beobachtungen Regnault's werden dementsprechend durch die Formel

$$s_t = 0{,}9944 + 0{,}000\,04\,t + 0{,}000\,000\,9\,t^2$$

dargestellt. Die Verf. rechtfertigen dies Verfahren damit, dass es zu sehr wahrscheinlichen Resultaten führe; immerhin ist es jedoch nicht von einer ziemlich grossen Willkür freizusprechen, solange die „sehr wahrscheinlichen Resultate“ nicht näher präzisirt sind. Aus der korrigirten Regnault'schen Formel ergiebt sich das Verhältniss der mittleren spezifischen Wärme zwischen 0° und 100° zu der bei 20° zu 1,0014.

Zum Schluss mögen hier die wahren und mittleren spezifischen Wärmen, sowie die Gesammtwärme h des Wassers in dem beobachteten Temperaturintervall von 5° zu 5° nach der Zusammenstellung der Verf. wiedergegeben werden. Die spezifische Wärme bei 20° ist dabei gleich 1 gesetzt.

t^0	s_t	s_0^t	h
0	1,0054	—	—
5	1,0037	1,0045	5,023
10	1,0022	1,0037	10,037
15	1,0010	1,0030	15,045
20	1,0000	1,0024	20,048
25	0,9992	1,0018	25,045
30	0,9987	1,0013	30,039
35	0,9983	1,0009	35,032
40	0,9982	1,0006	40,024
45	0,9983	1,0003	45,016
50	0,9987	1,0001	50,008
55	0,9992	1,0000	55,002
60	1,0000	1,0000	60,000

Schl.

Ueber eine Methode zur Einstellung eines photographischen Fernrohres.

Von G. Meslin. *Journ. de phys.* (3) **9.** *S. 280. 1900.*

Zur Bestimmung der Fokalebene eines photographischen Fernrohres pflegt man eine Anzahl Aufnahmen desselben Objektes auf derselben Platte bei verschiedenen Abständen der Platte vom Objektiv zu machen und dann jenen Abstand als die Fokalweite anzusehen, bei welchem das Objekt sich in der grössten Schärfe abgebildet hat. Als ein besseres Prüfungsmittel empfiehlt Verf., durch einen dunklen streifenförmigen Schirm, der vor das Objektiv gestellt wird, die mittlere Partie desselben unwirksam zu machen und aus einer Reihe von Aufnahmen bei verschiedener Stellung der Kamera diejenige herauszufinden, bei welcher das Bild des anvisirten Objektes nicht mehr doppelt erscheint. Als Objekt wähle man entweder einen hell beleuchteten engen Spalt oder den Faden einer Glühlampe oder sonst eine helle Linie, der man die Kanten des Schirmes parallel stellt.

Diese Methode der Aufsuchung der der Objektebene konjugirten Bildebene ist natürlich sowohl bei Objekten von endlicher wie bei solchen von unendlich grosser Entfernung anwendbar. Im letzteren Falle macht man die mittlere Partie des Objektives zweckmässiger Weise auch dadurch unwirksam, dass man vor dasselbe zwei gegen einander geneigte Glasplatten anbringt, wobei die Kante des Winkels nach dem Objektiv zu liegt. Ein Objekt in endlicher Entfernung würde jedoch bei dieser Einrichtung stets zwei Bilder liefern, auch wenn die photographische Platte sich in der konjugirten Ebene befindet, weshalb man in diesem Fall es bei dem dunklen Schirm belassen muss.

Die wirksamen Strahlenbüschel müssen immer noch breit genug sein, dass sich keine Beugungserscheinungen in störender Weise geltend machen.

Nach Ansicht des Ref. leidet die Methode an dem Uebelstand, dass das Objektiv hierbei nicht in seiner ganzen Ausdehnung zur Geltung kommt. Denn der Ort, wo das vom ganzen Objektiv entworfene Bild am schärfsten erscheint, fällt im Allgemeinen nicht mit dem Ort zusammen, wo einzelne Partien des Objektivs das Bild am deutlichsten erscheinen lassen. *Kn.*

Ueber ein vereinfachtes und verbessertes Sonnenmikroskop.

Von A. Deschamps. *Compt. rend.* **130.** *S. 1175. 1900.*

Zur Absorption der Wärmestrahlen verwendet man bei den Projektionsapparaten gewöhnlich Wasser- oder Alaun-Filter. Der Verf. geht von dem Umstand aus, dass an dem Ort, wo die optisch wirksamsten Strahlen nach dem Durchgang durch die Beleuchtungslinsen ein Bild der Lichtquelle erzeugen, die thermisch wirksamsten Strahlen zerstreut sind. Letztere Strahlen können, soweit sie ausserhalb des Bildes dessen Ebene durchsetzen, abgeblendet werden. Eine nennenswerthe Verringerung der Wärmewirkung kann nach Ansicht des Ref. nur erreicht werden, wenn die Grösse des Bildes und der sphärischen Zerstreuungskreise gegen die der chromatischen Zerstreuungskreise klein ist. *A. K.*

Ein Telemikroskop.

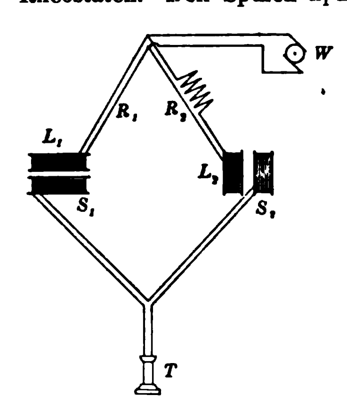
Von A. Deschamps. *Compt. rend.* **130.** *S. 1176. 1900.*

Das Instrument ist ein terrestrisches Fernrohr mit starkem Okular, dessen Auszug so eingestellt ist, dass Gegenstände in etwa 25 *cm* Abstand scharf erscheinen, und zwar in 12-facher Vergrösserung. Der Verf. empfiehlt dasselbe für Beobachtung von lebenden Insekten und für botanische Studien. Seiner Verwendung entsprechend wäre das Instrument als Mikroskop mit sehr grossem freien Objektabstande zu bezeichnen. *A. K.*

Ueber eine neue Methode, zwei Selbstinduktionskoeffizienten mit einander zu vergleichen.

Von H. V. Carpenter. *Phys. Rev.* **10.** *S. 52. 1900.*

Carpenter legt die beiden Rollen, deren Selbstinduktionskoeffizienten L_1 und L_2 mit einander verglichen werden sollen, einander parallel an eine Wechselstromquelle W; der eine der beiden Stromkreise enthält einen aus induktionslosen Widerständen bestehenden Rheostaten. Den Spulen L_1 L_2 sind zwei andere gegenübergestellt S_1 S_2; diese beiden sind mit einem Telephon T zu einem Stromkreise verbunden. In S_1 und S_2 werden Ströme induzirt, die nur dann verschwinden, wenn die induzirten elektromotorischen Kräfte ihrer Grösse nach gleich und entgegengesetzt sind und die Phasendifferenz Null besitzen. Die Intensität der induzirten elektromotorischen Kräfte kann durch Nähern und Entfernen der Spulen S und L verändert werden. Zur Phasengleichheit ist nothwendig, dass auch die primären Ströme keine Phasendifferenz haben. Die Bedingung dafür ist $L_1 : R_1 = L_2 : R_2$, wo R_1 und R_2 die Widerstände der primären Kreise zwischen den Verzweigungspunkten bedeuten. Mithin kann man durch Verschieben der Spulen S und L und durch Reguliren des Rheostaten das Telephon zum Schweigen bringen. Misst man unmittelbar nach dieser Einstellung die Widerstände R_1 R_2 durch eine einfache Umschaltung in der Wheatstone'schen Brücke, so ist $L_1 : L_2 = R_1 : R_2$.



An Stelle des Telephons kann man auch ein Dynamometer nehmen, dessen feste Wicklung in den unverzweigten Hauptstromkreis und dessen bewegliche in den sekundären Kreis geschaltet werden. Da das Instrument nur als Nullinstrument gebraucht wird, so dürfen die Spulen zur Erhöhung der Empfindlichkeit Eisenkerne enthalten. Ist der Ausschlag des Dynamometers Null, so kann man allerdings daraus noch nicht schliessen, dass der Strom im sekundären Kreis Null ist; es wäre möglich, dass im sekundären Kreis ein Strom fliesst, der gegen den primären um 90° in seiner Phase verschoben ist. Um dies zu entscheiden, legt man zur feststehenden Wicklung einen induktionslosen Nebenschlusswiderstand; dadurch wird die Phase des Stromes in derselben stark verschoben, sodass also danach ein Ausschlag zu Stande kommen müsste. Die Genauigkeit der Einstellung wird man ziemlich weit treiben können. Eine Grenze der Genauigkeit ist wahrscheinlich durch den Temperaturkoeffizienten der im Wesentlichen aus Kupfer bestehenden Widerstände R_1 und R_2 gesetzt. *E. O.*

Das elektrochemische Aequivalent des Kupfers und des Silbers.

Von Th. W. Richards, E. Collins und G. W. Heimrod. *Zeitschr. f. phys. Chem.* **32.** *S. 321. 1900.*

Vom Kupfervoltameter ist schon lange bekannt, dass durch sekundäre Prozesse die Elektrolyse komplizirt wird, sodass es besonderer Vorsichtsmaassregeln bedarf, um mit diesem Voltameter richtige Werthe für die zu messende Stromstärke zu erhalten. Aber auch beim Silbervoltameter haben die Untersuchungen der letzten Zeit (vgl. K. Kahle, *diese Zeitschr.* **18.** *S. 229 u. 267. 1898;* Patterson und Guthe, *Phys. Rev.* **7.** *S. 257. 1898* und

das Referat in *dieser Zeitschr.* ***19.*** *S. 188. 1899*) gezeigt, dass es keineswegs ohne Weiteres so übereinstimmende Werthe für das Silberäquivalent liefert, als man früher anzunehmen pflegte; länger ist allerdings schon der Umstand bekannt, dass es im Vakuum einen um etwa 0,1 % anderen Werth giebt, als in der Atmosphäre. Da die Untersuchungen über diesen Gegenstand noch nicht als abgeschlossen gelten können, so hatten es die Verf. unternommen, zunächst die bei der Elektrolyse in Betracht kommenden chemischen Fragen vom Standpunkt der modernen elektrochemischen Theorie aus zu studiren; aber auch diese Veröffentlichung ist nur als eine vorläufige Mittheilung zu betrachten; viele Fragen bleiben noch unerledigt. Kupfer- und Silbervoltameter werden getrennt behandelt, das letztere bietet als gesetzliches Normal für die Einheit der Stromstärke das meiste Interesse.

Beim *Kupfervoltameter* kommen die Verf. zu Resultaten, welche mit denjenigen von Förster und Seidel (*Zeitschr. f. anorg. Chem.* ***14.*** *S. 106. 1897*) im Wesentlichen übereinstimmen; sie finden, dass sich Kupfer langsam in angesäuerter Kupfersulfatlösung auflöst, dass dagegen aus neutraler Lösung Kupfer ausgeschieden wird; die Reaktionsgeschwindigkeit wächst mit zunehmender Temperatur. Auf diese Erscheinung gründen sie einen interessanten Apparat zum Umkrystallisiren von Kupfer. Um nun im Voltameter einen Kupferniederschlag zu erhalten, der dem wahren elektrolytischen Aequivalent so nahe als möglich kommt, soll die Sulfatlösung so kalt als möglich verwandt werden, ferner soll sie angesäuert und so verdünnt sein, wie es wegen der Hydrolysirung noch zulässig ist; ausserdem soll die Luft möglichst fern gehalten werden. Förster und Seidel haben vorgeschlagen, die Kupfersulfatlösung mit Cupro-Ionen von Anfang an zu sättigen, doch gehen sie hierin nach Ansicht der Verf. zu weit. Bei den experimentellen Bestimmungen waren meist zwei Kupfervoltameter und zwei Silbervoltameter (Rayleigh'sche Form) in denselben Stromkreis geschaltet. Als Kathoden wurden Kupferplatten von verschiedener Grösse verwendet; je nach der Stromdichte fallen die Resultate verschieden aus. Unter Zugrundelegung des bekannten Silberäquivalents (0,001118 *g* pro Ampere und Sekunde) fanden die Verf. für das elektrochemische Aequivalent des Kupfers bei den grossen Platten 63,525, bei den kleinen 63,547; zwischen diesen beiden Zahlen muss nach ihrer Ansicht der richtige Werth liegen. Da sie indessen aus den chemischen Bestimmungen 63,604 gefunden hatten (*Zeitschr. f. anorg. Chem.* ***1.*** *S. 150, 187. 1892*), so schliessen sie aus diesem Ergebniss, dass das Silbervoltameter um etwa 0,1 % unrichtige Werthe liefert. Die hier benutzten *Silbervoltameter* hatten 120 *ccm* Inhalt; die Anode bestand aus reinem Silber (nach Stas) und war von Filtrirpapier umgeben; die Silbernitratlösung enthielt 10 % Silbernitrat. Nach kurzer Besprechung der Arbeiten von Rayleigh und Sidgwick, Schuster und Crossley, Myers, Rodger und Watson, Kahle, Patterson und Guthe sehen Verf. als Kernpunkt für die Unregelmässigkeiten im Silbervoltameter den Umstand an, dass sich in der Nähe der Anode eine Substanz bilden muss, welche die Ablagerung einer zu grossen Menge Silber bewirkt; dagegen würde eine zu kleine Anode, durch welche bei grösserer Stromdichte die Bildung von Silbersuperoxyd hervorgerufen wird, eine zu kleine Menge Silber liefern. Die Frage, an welcher Stelle des Voltameters sich die freie Säure bildet, entschieden die Verf. dadurch, dass sie die Anode durch eine poröse Thonzelle (kleiner Zylinder aus Pukal'schem Thon) von ungefähr 50 *mm* Höhe, 20 *mm* Durchmesser und 1 *mm* Wandstärke umgaben; es zeigte sich dann, dass die Säure an der Anode gebildet wird. Es wurde nun eine Reihe neuer Versuche mit einem solchen Voltameter angestellt, bei dem die nicht mit Filtrirpapier umwickelte Anode, eine Stange reinsten Silbers von $5 \times 1 \times 1$ *cm*, von einer solchen porösen Thonzelle umgeben war, während die Kathode dieselbe war wie bei den früheren Versuchen (Platintiegel). Die Temperatur der Voltameter wurde durch geeignete Bäder regulirt; die Flüssigkeit im Innern des Thonzylinders wurde durch einen Heber auf einem niedrigeren Niveau als aussen gehalten, um den Abfluss der Säure nach aussen zu verhindern. Mit diesem Voltameter bei 20° wurden nun verglichen: Erstens das bei den früheren Versuchen benutzte Voltameter mit einer von Filtrirpapier umgebenen Anode bei 20°; zweitens ein solches nach Lord Rayleigh's „Normalmethode“ bei 20°

(Platinschale von 10 *cm* Durchmesser mit 15 % Silbernitratlösung und grosser, von Filtrirpapier umgebener Anode); drittens dieselbe Anordnung bei 0°; viertens eine genaue Nachahmung der Methode von Patterson und Guthe, wozu der Elektrolyt mit Silberoxyd digerirt und dann filtrirt war; fünftens die Methode der „porösen Zelle" bei 60°; sechstens doppelte poröse Zellen, zwischen denen Silberoxyd eingeschlossen war, ebenfalls bei 60° und siebentens die „poröse Zelle" bei 0°. Von allen diesen Methoden gab nun diejenige der „porösen Zelle" der Verf. bei 20° die niedrigsten Silbergewichte, die Methode von Patterson und Guthe gab einen etwa 0,2 % höheren Werth, die von Rayleigh etwa 0,08 % mehr und auch die „poröse Zelle" bei 60° lieferte einen um 0,07 % höheren Werth als dieselbe bei 20°. Daraus schliessen die Verf., dass die poröse Zelle die Anode besonders bei niedrigeren Temperaturen wirklich schützt. Falls also durch die Zelle nicht eine neue Komplikation hervorgerufen wird, was jetzt noch nicht zu entscheiden ist, so sind sie der Ansicht, dass ihre Methode die richtigen Werthe für das Silbervoltameter liefert. Korrigirt man nun das Silberäquivalent um etwa 0,08 %, so ist das auf chemischem Wege gefundene Kupferäquivalent 63,604 nunmehr in Uebereinstimmung mit dem elektrolytischen, welches jetzt nach Obigem zwischen 63,598 und 63,615 liegen würde. Unter der Annahme, dass das Silbervoltameter mit Thonzelle die richtigen Werthe liefert, korrigiren die Verf. nun die verschiedenen Bestimmungen des Silberäquivalents; sie finden so:

Rayleigh und Sidgwick . . . . $\frac{0{,}0011179}{1{,}00082} = 0{,}0011170$

F. u. W. Kohlrausch . . . . . $\frac{0{,}0011183}{1{,}00082\,(?)} = 0{,}0011174$

K. Kahle (frische Lösung) . . . . $\frac{0{,}0011182}{1{,}00082} = 0{,}0011173$

Patterson und Guthe . . . . . $\frac{0{,}0011192}{1{,}00203} = 0{,}0011174$

Mittel = 0,0011173.

Somit wäre unter dieser Annahme 0,0011173 das richtige Silberäquivalent[1]) und 96 610 Coulomb entsprächen einem Gramm-Aequivalent eines Elektrolytes. *W. J.*

Neu erschienene Bücher.

H. Le Chatelier und **O. Boudouard,** *Mesure des températures élevées.* 220 S. m. 52 Fig. Paris, Carré & Naud. 1900.

Das vorliegende Werk kann als eine für den Physiker und Ingenieur gleich wichtige *Einführung* in die Pyrometrie angesehen werden; denn die Messung hoher Temperaturen wird in dem Buch nicht in erschöpfender Weise behandelt, vielmehr werden neben der Besprechung einer Anzahl im Prinzip verschiedener Pyrometer — vom alten Wedgwood'schen, auf der Messung des Thonschwunds beruhenden, bis zum Le Chatelier'schen Thermoelement — vor Allem die physikalischen Grundlagen der Pyrometrie in den wesentlichsten Punkten und in kurzer Darstellung mitgetheilt.

Die Nothwendigkeit, Temperaturangaben auf eine einheitliche, wohl definirte Skale zu beziehen, tritt bei der Messung hoher Temperaturen in umso höherem Maasse hervor, als die Skalen der verschiedenen Pyrometer mit steigender Temperatur um so grosse Beträge differiren können, dass auch bei ganz rohen Messungen von einer Uebereinstimmung in ihren Angaben nicht mehr gesprochen werden kann. Es ist daher ein pyrometrischer Apparat überhaupt nur dann als brauchbar zu bezeichnen, wenn die *Reduktion seiner Skale auf die Normalskale des Gasthermometers* eindeutig möglich ist. Die Verfasser betonen mit Recht, dass

[1]) Zur Ableitung der Stromstärke darf diese Zahl natürlich nur bei Anwendung eines Voltameters mit Zelle benutzt werden, sonst muss es bei den alten Zahlen bleiben. — Anm. d. Ref.

diese Reduktion als die Hauptschwierigkeit der Pyrometrie anzusehen ist, und halten sie für die Quelle der wichtigsten Fehler. Aber nur in Hinblick auf das Gasthermometer kann eine rationelle Kritik der einzelnen Pyrometer durchgeführt werden, und nur von diesem Gesichtspunkt aus die bei der Messung hoher Temperaturen erreichbare Genauigkeit erkannt werden. Was die Letztere anlangt, so geben die Verfasser die zur Zeit wahrscheinlichen Beträge bei verschiedenen Temperaturen in folgender Tabelle an:

Zwischen	200° und 500°	. . . . .	1° Genauigkeit
„	500° „ 800°	. . . . .	5° „
„	800° „ 1100°	. . . . .	10° „
über	1100°	. . . .	50° „

welch letztere Zahl für Temperaturen, welche nicht weit über 1100° liegen, wohl etwas zu hoch gegriffen ist.

Nach diesen Vorbemerkungen soll auf den Inhalt des Buches im Einzelnen weiter eingegangen werden.

Nach einer kurzen Einleitung vorwiegend historischen Inhalts und nachdem im ersten Kapitel die thermodynamischen Grundlagen der Normal-Temperaturskale in den wesentlichsten Punkten und in kurzer mathematischer Darstellung mitgetheilt sind, wird das Gasthermometer selbst, besonders hinsichtlich seiner Verwendung bei hohen Temperaturen studirt. Von dem Chappuis'schen Normal in Sèvres und von dem von Hrn. Callendar verwendeten werden die instrumentell wichtigsten Theile beschrieben, wobei auch wohl das kürzlich von den Hrn. Holborn und Day (*Wied. Ann.* **68.** *S. 817. 1899*) in hohen Temperaturen benutzte Gasthermometer von Wiebe und Böttcher (*diese Zeitschr.* **10.** *S. 16. 1890*) nicht hätte fehlen dürfen. Danach werden in einem besonderen Kapitel (Gaspyrometer) die Bedingungen besprochen, denen das Gasthermometer in *hohen* Temperaturen zu genügen hat, die zu berücksichtigenden Korrektionen für das Thermometer mit konstantem Volumen, das mit konstantem Druck und das volumenometrische allgemein entwickelt und die von Pouillet, Ed. Becquerel, Deville und Troost, Violle, Mallard und Le Chatelier, Barus, Holborn und Wien mit dem Gasthermometer ausgeführten Messungen einer vergleichenden Kritik unterworfen. Diese Erörterungen führen zu gewissen Bedingungen, die ein für die Messung hoher Temperaturen bestimmtes Normal-Gaspyrometer nach Ansicht der Verfasser zu erfüllen hat. Es sind die Folgenden:

1. Das Thermometergefäss soll aus beiderseits glasirtem Porzellan gefertigt sein; 2. die Kapazität desselben soll mindestens 500 cm^3 sein, damit die Unsicherheit der Korrektion für den „schädlichen Raum" klein genug bleibt; 3. das Messgas soll Stickstoff sein; 4. die Messeinrichtung soll nach der volumenometrischen Methode zu arbeiten gestatten oder jedenfalls nach einer solchen, welche die Unveränderlichkeit des Gasvolumens nicht zur Voraussetzung hat; 5. es sind hinreichende Vorsichtsmaassregeln zu ergreifen, um eine Temperaturgleichheit des Pyrometergefässes und des Körpers herbeizuführen, dessen Temperatur gemessen werden soll.

Hierzu sei Folgendes bemerkt: Da die Verwendbarkeit innen glasirter Porzellangefässe die Temperaturgrenze von 1100° nicht viel übersteigt, weil die Glasur beginnt Dämpfe zu entwickeln, wird man oberhalb dieser Grenze zu anderen Gefässen greifen müssen. Nach den neuerdings angestellten Messungen der Hrn. Holborn und Day (*a. a. O.*) scheint es, dass ein Platin-Iridiumgefäss auch jenseits der angegebenen Temperatur wird brauchbar bleiben. Es dürfte ferner in Erwägung zu ziehen sein, ob nicht die Methode mit konstantem Volumen auch für höhere Temperaturen dann noch beizubehalten ist, wenn das Instrument eine ständige Beobachtung eines oder beider thermometrischer Fixpunkte auszuführen gestattet; wenigstens haben die vorhergenannten Beobachter bei ihren Untersuchungen die Konstanz der Gasfüllung durch wiederholte Messung des Druckes bei der Temperatur des schmelzenden Eises kontroliren können. Die Ausführbarkeit solcher Beobachtungen ist allerdings gewissen Beschränkungen hinsichtlich des zu wählenden Anfangsdrucks unterworfen.

An die Besprechung des Gaspyrometers reiht sich ein Abschnitt, in dem die V. Meyer'sche Verdrängungsmethode, die von Deville ausgeführte Anwendung der Dumas'schen Dampfdichte-Methode und endlich die von D. Berthelot ersonnene so beachtenswerthe Methode des offnen Gaspyrometers behandelt wird. Das Kapitel schliesst mit einem Abschnitt über pyrometrische Fixpunkte, in welchem die von verschiedenen Beobachtern ermittelten Werthe der Schmelz- und Siedepunkte einiger Substanzen, hauptsächlich von Metallen, mitgetheilt werden, die zu einer Kalibrirung der Pyrometer dienen können. Hier mag die Schlusstabelle des Kapitels mit den wahrscheinlichsten Werthen der praktisch brauchbaren Fixpunkte angegeben werden.

Siedepunkt von Wasser	100°
„ „ Naphtalin	218°
„ „ Schwefel	445°
„ „ Zink	930°
Schmelzpunkt von Silber	962°
„ „ Gold	1065°
„ „ Platin	1780°.

Es folgt ein kurzes Kapitel über Kalorimeter, soweit sie als Pyrometer Verwendung finden. Die in Deutschland wohl am meisten gebrauchten Formen von Fischer und von Weinhold werden jedoch nicht erwähnt.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit den Widerstandspyrometern, wie sie, nachdem von W. Siemens die Grundlagen angegeben waren, namentlich von den Hrn. Callendar und Griffith untersucht worden sind. Die von diesen Physikern angegebene Methode der Temperaturberechnung aus den Daten des Platinthermometers wird mitgetheilt, und es werden die Messeinrichtungen und Apparate beschrieben; mit Recht weisen dabei die Verf. sowohl auf die grosse Genauigkeit dieser Pyrometer wie auch auf die Schwierigkeiten hin, die die Anwendung der Widerstandspyrometer in Temperaturen über 1200° bietet, und auf welche die Hrn. Holborn und Wien wohl zuerst aufmerksam gemacht haben.

Das nun folgende Kapitel, eines der längsten des Buches, ist den thermoelektrischen Pyrometern gewidmet. Der Antheil, den Hr. Le Chatelier an der Entwickelung dieses Theiles der Pyrometrie hat, ist allgemein bekannt. Gerade in den letzten Jahren hat die Verwendung der Le Chatelier'schen Thermoelemente im Laboratorium und in technischen Betrieben in solchem Maasse zugenommen, dass es nur gerechtfertigt erscheint, wenn diesen Pyrometern besondere Aufmerksamkeit geschenkt wird. Die Brauchbarkeit der Le Chatelier'schen Thermoelemente, Platin gegen 10% Rhodium-Platin, sowie der von Hrn. Barus benutzten, Platin gegen 10% Iridium-Platin, beruht hauptsächlich auf folgenden, diese Elemente vor den übrigen, die in höheren Temperaturen Verwendung finden könnten, auszeichnenden Eigenschaften: 1. hinreichende elektromotorische Kraft, welche mit wachsender Temperatur ziemlich gleichmässig zunimmt, 2. relative Kleinheit der „parasitischen Ströme“ (Thermoeffekte, welche in Folge von Ungleichmässigkeit des Materials bei Erwärmung *eines* Drahtes auftreten), 3. relativ geringe chemische Veränderlichkeit (Oxydation u. s. w.) gegenüber der Einwirkung hoher Temperaturen. Von diesen Eigenschaften ist besonders die zweite von Wichtigkeit, weil durch die mögliche Grösse der parasitischen Ströme die zu erreichende Genauigkeit wesentlich bedingt wird. Sie kann besonders bei nickel- oder eisenhaltigen Legirungen von störendem Einfluss werden. Es mag hier bemerkt werden, dass nach den jüngsten Erfahrungen (vgl. den Thätigkeitsbericht der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in *dieser Zeitschr.* ***19.*** *S. 249. 1899*) die Drähte der Le Chatelier'schen Elemente durch elektrisches Glühen noch erheblich homogener werden, sodass diese Fehlerquelle bei den genannten Elementen praktisch jetzt völlig belanglos ist.

Von den Methoden, die elektromotorischen Kräfte des Thermoelements zu messen, wird zunächst die bekannte Nullmethode angeführt, bei welcher das Thermoelement mit einem galvanischen Element von wohl definirter elektromotorischer Kraft in der Weise verglichen wird, dass, nachdem das letztere durch einen bekannten Widerstand geschlossen ist,

die an den Enden eines bestimmten Theiles desselben herrschende Spannung gleich der elektromotorischen Kraft des Thermoelements gemacht wird. Hier sind bequemere Kompensationsmethoden vorhanden, welche gestatten, direkt die elektromotorische Kraft des Thermoelements am Apparat ohne Rechnung abzulesen. Sodann werden die in der Praxis noch am häufigsten verwendete Ausschlagsmethode besprochen, die durch die Widerstandsänderung des Thermoelements möglichen Fehler studirt und verschiedene Konstruktionen der zu solchen Messungen besonders geeigneten Deprez-d'Arsonval-Galvanometer beschrieben; dabei ist besonders bemerkenswerth, dass den Verfassern die Verwendung von Widerstandsmaterial mit so geringem Temperaturkoeffizienten, wie ihn das Manganin besitzt, nicht bekannt zu sein scheint; das Vorhandensein eines Temperaturkoeffizienten von grösserem Betrage wird aber gerade beim Gebrauch in technischen Betrieben zu Fehlern Anlass geben, wo häufig die Instrumente in unmittelbarer Ofennähe oder in Räumen von stark veränderlicher Temperatur aufgestellt sind.

Es folgen einige Bemerkungen über die Behandlung, Montirung, Isolation der Elemente, sowie auch über die Berücksichtigung der sonstigen, im Stromkreise des Thermoelements auftretenden Thermoeffekte. Auch hier mag auf die Vortheile hingewiesen sein, welche das Manganin als Widerstandsmaterial in Folge seiner geringen Thermokraft gegen Kupfer bietet. In Bezug auf die an den „kalten Löthstellen" entstehenden elektromotorischen Kräfte bemerken die Verfasser nur, dass es nöthig ist, die kalten Löthstellen in ein Bad von konstanter Temperatur einzutauchen. Bei der Aichung wird diese Temperatur zweckmässig 0° sein, um einen einheitlichen Nullpunkt der Thermokraft zu besitzen. Ein Abschnitt über die Graduirung der Elemente behandelt die Beziehung ihrer Angaben zu denen des Gasthermometers. Da eine Vergleichung jedes einzelnen Elements mit dem Gasthermometer nicht ausführbar ist, schlagen die Verfasser die Aichung mittels Fixpunkte vor; dabei muss der Abhängigkeit der elektromotorischen Kraft von der Temperatur eine bestimmte Formel zu Grunde gelegt werden. Die Avenarius'sche Formel zweiten Grades versagt (im Allgemeinen) vollständig bei den Paaren, welche aus reinem Platin gegen eine Platinlegirung zusammengesetzt sind, wie die Beobachtungen von Barus, Le Chatelier, Holborn und Wien zeigen; aber die von Hrn. Silas Holman für die letztgenannten Beobachtungen aufgestellte Gleichung von der Form

$$\log e = a \log t + b ,$$

wo e die elektromotorische Kraft, t die Temperatur in Celsiusgraden, a und b Konstanten bedeuten und unter dem Zeichen log der gewöhnliche Logarithmus zu verstehen ist, gilt auch, wie die Verfasser angeben, für die beiden erstgenannten Beobachtungsreihen (für die Le Chatelier'sche mit einem Maximalfehler von 10° bei 1400°). Zur Ergänzung sei hier bemerkt, dass die jüngst von den Hrn. Holborn und Day angestellten Vergleichungen der Le Chatelier'schen Elemente mit dem Gasthermometer von diesen Autoren in einer Formel zweiten Grades dargestellt werden.

Die bequemere Methode der Vergleichung mit einem an das Gasthermometer möglichst genau angeschlossenen „Normalthermoelement" scheint dem Ref. zu wenig berücksichtigt zu sein; diese Methode bietet durch die mögliche gleichzeitige Aichung mehrerer Elemente umso grösseren Vortheil, je mehr diese in ihrer elektromotorischen Kraft übereinstimmen. Dies ist besonders in den letzten Jahren durch die Herstellung grösserer, hinreichend homogener Drahtvorräthe (namentlich durch die Firma W. C. Heraeus in Hanau) in einem Maasse gelungen, dass der Satz auf *S. 131* des Buches: *„Il n'existe pas deux couples présentant exactement la même force électromotrice"* wohl kaum noch Gültigkeit besitzen dürfte.

Alles in Allem machen die leichte Verwendbarkeit und die Konstanz seiner Angaben auch in hohen Temperaturen bei einer erheblichen Genauigkeit das Thermoelement in der Le Chatelier'schen Form zu einem allen übrigen Pyrometern vorzuziehenden Messinstrument.

An das Kapitel über Thermoelemente schliessen sich zwei über die Pyrometer, welche auf Strahlungsmessungen beruhen. Alle diese Pyrometer, die einzigen, welche in Tempe-

raturen jenseits des Platinschmelzpunkts zu brauchen sind, bieten vorläufig für die Erreichung einer auch nur mässigen Genauigkeit umso grössere Schwierigkeiten, als die experimentellen Untersuchungen über die dabei in Betracht kommenden prinzipiellen Fragen der Strahlungstheorie, z. B. die Frage nach der Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Temperatur, noch lange nicht abgeschlossen sind. Aber ausser diesen Schwierigkeiten bietet noch eine weitere der Anschluss an das Gasthermometer, der gerade für solche Temperaturen, in denen die in Rede stehenden Pyrometer erst zur rechten Anwendung kommen, bei dem heutigen Stande der Gasthermometrie nicht ausführbar ist. Man ist daher von vornherein für die hohen Temperaturen nur auf Extrapolationsformeln angewiesen. Trotzdem die durch die Strahlungspyrometer zur Zeit erreichbare Genauigkeit ganz wesentlich geringer ist als die durch die elektrischen Methoden gewonnene, wird man diesen Pyrometern bei ihrer unbegrenzten Verwendbarkeit auch in solchen Temperaturen, in denen alle übrigen Hülfsmittel versagen (elektrischer Lichtbogen), doch fortgesetzt Aufmerksamkeit widmen müssen.

Mehr im historischen Interesse, als weil es noch heute als Messinstrument zu verwenden wäre, ist dem ältesten der Pyrometer, dem Wedgwood'schen ein Kapitel gewidmet. Das nächste beschäftigt sich mit den in der Keramik noch vorwiegend verwandten Seeger'schen Schmelzkegeln.

Das zehnte und letzte Kapitel endlich handelt von den Registrirpyrometern. Sieht man von den sehr unzuverlässigen manometrischen Apparaten ab, so ist man, mit einer einzigen Ausnahme, vorläufig ausschliesslich auf photographische Methoden angewiesen. Nur das unlängst von Hrn. Callendar konstruirte, aber ausserordentlich komplizirte und kostspielige Registrir-Widerstands-Pyrometer schreibt direkt die Temperatur-Zeit-Kurven auf: es mag hierüber auf das Referat in *dieser Zeitschr.* ***19.*** *S. 322. 1899* verwiesen sein. Bei der Verwendung von Thermoelementen scheint die Konstruktion von direkt zeigenden Registrirapparaten hauptsächlich an der Kleinheit der entstehenden Thermoströme zu scheitern. Es wäre wohl zu wünschen, dass der für die Technik so ausserordentlich wichtigen Aufgabe, ein einfach konstruirtes, zuverlässig zeigendes Registrirpyrometer anzugeben, die Physiker näher träten, als es bislang geschehen ist.

Als Anhang ist dem Werk ein allerdings nicht vollständiges Literatur-Verzeichniss beigefügt.

Wie man aus dem Vorstehenden ersieht, sind in dem Buche eine grosse Anzahl Pyrometer nicht erwähnt worden. Soweit es sich um Konstruktionen handelt, wie sie unter der Bezeichnung Graphitpyrometer, Metallpyrometer u. s. w. bekannt sind, ist ein Uebergehen derartig mangelhafter Apparate nur als ein Vorzug des Buches anzusehen; über solche Pyrometer mag man sich aus der Bolz'schen Schrift „Die Pyrometer" (Berlin, Springer 1888) orientiren. Was aber die Verfasser wohl hätten erwähnen sollen, ist die Verwendung des unter Druck gefüllten Quecksilberthermometers in Temperaturen bis zur Rothgluth (jetzt etwa 580° C.); in Bezug auf Leichtigkeit der Handhabung übertreffen diese Pyrometer alle übrigen, und an Genauigkeit stehen sie weder dem Thermoelement noch dem Widerstands-Pyrometer nach. Ob sich freilich die Temperaturgrenze für ihre Verwendbarkeit noch weiter wird hinausschieben lassen, hängt wesentlich von dem Auffinden einer geeigneten Glassorte oder dgl. ab. *Rt.*

W. Zenker, Lehrb. d. Photochromie (Photographie in natürl. Farben). Neu hrsg. v. Prof. Dr. B. Schwalbe. gr. 8°. XIII, 157 S. m. Bildniss. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 4,00 M.

S. P. Thompson, Die dynamoelektr. Maschinen. 6. Aufl. 3.—7. Heft. Halle, W. Knapp. Je 2,00 M.

F. Reuleaux, Lehrb. d. Kinematik. 2. Bd. Die praktischen Beziehungen d. Kinematik zu Geometrie u. Mechanik. gr. 8°. XXVIII, 788 S. m. 670 Abbildgn. u. 2 Taf. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 25,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **Oktober 1900.** Zehntes Heft.

Ueber die Prüfung von Thermoelementen für die Messung hoher Temperaturen. I.

Von

St. Lindeck und **R. Rothe.**

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

In Folge der von den Hrn. Holborn und Wien in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführten pyrometrischen Arbeiten[1]) und durch die hierbei angeregte Ausführung von Messinstrumenten, welche die Benutzung thermoelektrischer Pyrometer auch ausserhalb physikalischer Laboratorien ermöglichen, hat die technische Anwendung der Le Chatelier'schen Thermoelemente in Deutschland eine zunehmende Verbreitung gefunden, nachdem im Anschluss an die genannten Arbeiten die laufende Prüfung von Thermoelementen seitens der Reichsanstalt übernommen worden war.

In der vorliegenden Arbeit sollen die bei der Prüfung dieser Thermoelemente in der Reichsanstalt gegenwärtig zur Anwendung kommenden Einrichtungen beschrieben werden, welche seit dem Jahre 1898 im Gebrauch sind, als eine aussergewöhnliche Steigerung des Bedarfs an geprüften Elementen eine Aenderung des bis dahin benutzten Prüfungsverfahrens erforderte.

Die Arbeit zerfällt in zwei Abschnitte, von denen der erste die bei der Prüfung benutzten Oefen und die Montirung der Elemente während der Prüfung, der zweite die Messapparate zur Bestimmung der elektromotorischen Kräfte enthält.

Es ist beabsichtigt, in einer zweiten Abhandlung Bemerkungen über die Prüfungsweise der Elemente und über die thermoelektrische Homogeneität der Drähte sowie einige Untersuchungen über die als Normale verwendeten Thermoelemente mitzutheilen. Auch wird daselbst — nachdem inzwischen neue gaspyrometrische Messungen in der Reichsanstalt ausgeführt worden sind[2]) — auf die Beziehungen der bisher zu Grunde gelegten Temperaturskale zu der neu ermittelten einzugehen sein.

I. Pyrometeröfen und Montirung der Elemente im Ofen.

Oefen. — Die Prüfung der Le Chatelier'schen Thermoelemente geschieht in der Weise, dass die zu untersuchenden Elemente bei verschiedenen Temperaturen mit den Normal-Thermoelementen verglichen werden, für welche die Abhängigkeit der elektromotorischen Kraft von der Temperatur bekannt ist. Früher wurden die Vergleichungen in einem Gasgebläseofen vorgenommen, welcher bis gegen 500° durch leuchtende Gasflammen, darüber durch ein Luft-Gas-Gemisch gespeist wurde und für Temperaturen bis nahe 1500° brauchbar war. Die nöthige Temperatur-

[1]) Holborn und Wien, *Wied. Ann.* **47**. *S. 107. 1892*; **56**. *S. 360. 1895.*

[2]) Holborn und Day, *Wied. Ann.* **68**. *S. 817. 1899*; *Ann. d. Physik* **2**. *S. 505. 1900.*

konstanz war im Allgemeinen bei sorgfältiger Regulirung gut erreichbar. Die zu prüfenden Thermoelemente sowie die Normalelemente befanden sich, von einander durch unglasirte Röhren aus Hecht'scher Masse isolirt, in einem aussen glasirten Rohre aus derselben Masse, das seinerseits durch ein Graphitthonrohr gezogen war; gegen dieses wurden die Gebläseflammen senkrecht von unten gerichtet. Die Anordnung der Elemente im Innern eines glasirten Rohres war durch den nothwendigen Schutz vor der Einwirkung der Flammengase geboten.

Später sind die Vergleichungen der Le Chatelier'schen Thermoelemente in einem *elektrisch geheizten* Ofen vorgenommen worden, der namentlich in Bezug auf die erreichbare Temperaturkonstanz, die schnelle Temperaturregulirung und leichtere Handhabung wesentliche Vorzüge vor den Gebläseöfen besitzt. Dieser Ofen ist nach der von den Hrn. Holborn und Day angegebenen Konstruktion[1]) hergestellt worden. Nach mehreren Vorversuchen, welche sich besonders auf die bei mangelhafter Isolation der Elemente auftretenden Fehler erstreckten[2]), hat sich für die Pyrometerprüfungen die im Folgenden mitgetheilte Form des Ofens als zweckmässig erwiesen.

Der Pyrometerofen besteht aus einer Reihe konachsial angeordneter Röhren A, B, C, T, welche durch ringförmige Theile R, R_1, R_2 an den Enden getrennt sind. Das innere Rohr A, dessen besondere Nothwendigkeit weiter unten angegeben werden

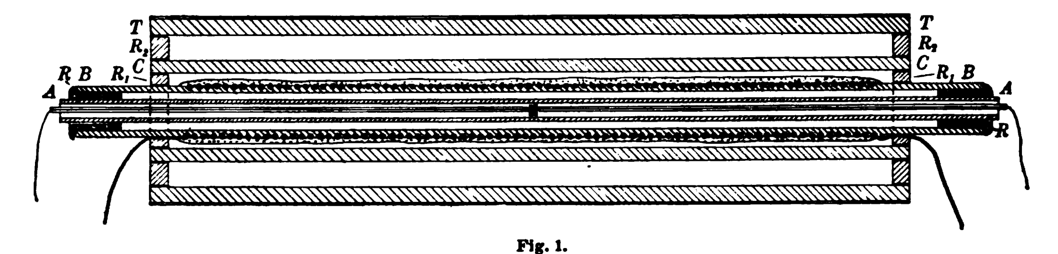


Fig. 1.

wird, nimmt die von einander isolirten Thermoelemente auf; das Rohr B, welches bis auf die herausragenden Enden mit einem Gewinde von 4 bis 5 *mm* Ganghöhe versehen ist, trägt den Heizdraht für die elektrische Erwärmung des Ofens; das Rohr C dient zum Schutz gegen Wärmeabgabe; das äussere Rohr T umschliesst den ganzen Ofen und ist aussen mit etwa 4 *mm* starker Asbestpappe bekleidet. Durch zwei eiserne Schellen ist der Ofen auf einer Chamotteplatte befestigt, welche auch die Anschlussklemmen für den Heizdraht trägt (vgl. auch Fig. 3).

Die der hohen Temperatur am meisten ausgesetzten Röhren A und B sind aus schwer schmelzbarer Masse (Hecht'sche Masse, Masse VII der Kgl. Porzellan-Manufaktur in Berlin) angefertigt; das äussere Rohr T besteht aus March'schem Thon, die übrigen Theile des Ofens sind aus gewöhnlichem Berliner Porzellan hergestellt; sämmtliche Stücke mit Ausnahme des Rohres T haben keine Glasur. Die Längen und Durchmesser der Röhren betragen:

Rohr	A	Länge	62 *cm*,	innerer Durchmesser	10 *mm*
„	B	„	60 „	„ „	25 „
„	C	„	50 „	„ „	50 „
„	T	„	50 „	„ „	etwa 100 „ .

Die Fugen zwischen den ringförmigen Theilen und den Röhren werden auf einer Seite des Ofens mit einer Mischung von feingemahlener Chamotte und gewöhnlichem Thon fest verkittet; auf der andern Seite nur soweit, dass die bei Erwärmung

[1]) Holborn und Day, *Wied. Ann.* **68.** *S. 821. 1899.*

[2]) Vgl. den Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für 1898. *Diese Zeitschr.* **19.** *S. 250. 1899.*

auftretende Längenänderung der Röhren frei von Statten gehen kann. Die Ringe *R* und das Rohr *A* werden lose in das Rohr *B* eingefügt, um ein leichtes Auswechseln der Thermoelemente vornehmen zu können. Diese selbst sind voneinander durch aufgestreifte dünne Röhrchen von 2 *mm* äusserem und 1 *mm* innerem Durchmesser isolirt, welche für den Gebrauch in Temperaturen über 1400° ebenfalls aus schwer schmelzbarer Masse wie die Rohre *A* und *B* hergestellt sein müssen. Durch die Wahl so dünner Röhrchen ist man in den Stand gesetzt, eine grössere Anzahl (bis 25) Thermoelemente gleichzeitig in einem Ofen zu untersuchen.

Der Heizdraht ist für Temperaturen bis gegen 1400° ein 2 *mm* starker Draht aus technisch reinem Nickel; er ist fest auf das Rohr *B* aufgewickelt und an den letzten Windungen dieses Rohres mittels eines zweiten dünneren Nickeldrahts in der Weise befestigt, dass ein Lockerwerden der Heizspule nicht eintreten kann. Nach Aufwickelung des Drahtes wird auf das Rohr eine nur wenig angefeuchtete Chamotte-Thon-Mischung etwa 5 *mm* dick aufgetragen; dadurch wird die in der hohen Temperatur allmählich erfolgende Oxydation des Nickeldrahtes erheblich verzögert. Ein vollständiges Ausfüllen des Ofens mit Chamotte oder dgl. empfiehlt sich dagegen nicht, weil eine zu grosse Wärmekapazität die genaue Temperaturregulirung des Ofens erschwert. Der Widerstand eines neuen Heizdrahtes beträgt bei gewöhnlicher Temperatur etwa 0,5 Ohm, steigt aber mit wachsender Temperatur bis auf das Dreifache und wegen der Oxydation auch mit der Zeit.

Für noch höhere Temperaturen ist ein von der Firma W. C. Heraeus in Hanau in dankenswerther Weise zur Verfügung gestellter Iridium-Platindraht benutzt worden. Indessen beschränkten das Weichwerden des den Heizdraht tragenden Rohres sowie die mit erheblichem Materialverlust verbundene starke Korrosion des Drahtes die Verwendung des Ofens auf Temperaturen bis gegen 1600°. Nach einer Heizung auf etwa 1625° zeigte sich das den Heizdraht tragende Rohr durchgebogen und mit theilweise eingeschmolzenen Partikeln von Platin-Iridium besetzt, deren Gewicht etwa 4 *g* ausmachte. Bei einem zweiten Ofen war nach einer Erhitzung auf etwa 1700° die das Heizrohr umgebende Chamotteschicht unter starker Blasenentwickelung geschmolzen; der Verlust an Platin-Iridium betrug hier etwa 9 *g*.

Die Einregulirung der Temperatur geschieht durch Veränderung der Stromstärke nach den Angaben eines 1-ohmigen Präzisions-Millivoltmeters mit zugehörigem Nebenschluss von Siemens & Halske. Von Zeit zu Zeit erfolgt auch durch Messung der Klemmenspannung an den Enden des Heizdrahtes eine Kontrole seines Widerstandes. Da Akkumulatoren-Batterien von 110 Volt verwendet wurden, so musste namentlich für die niederen Temperaturen ein grosser Widerstand vorgeschaltet werden, zumal wegen der Gefahr des Zerspringens der Porzellanröhren ein langsames Anheizen geboten war. Als Vorschaltwiderstände wurden benutzt

1. für die gröberen Veränderungen ein Starkstrom-Kurbelrheostat von 10 Ohm in Stufen von $^1/_4$ Ohm von Siemens & Halske;

2. für die Feinregulirung ein von Hrn. K. Feussner angegebener Konstantanbandwiderstand mit Gleitkontakten. Derselbe bestand aus sechzehn an einem hölzernen Gestell senkrecht befestigten Widerstandsbändern, von denen jedes 3,75 *m* Länge und $5 \times 0,25$ *mm* Querschnitt besass. Ihre Enden waren mit messingenen Kontaktschrauben verlöthet; durch geeignet geformte Laschen von Kupferblech konnten diese so verbunden werden, dass die Einzelwiderstände in beliebigen Gruppen hintereinander und parallel geschaltet waren. Durch diese Anordnung liess sich eine Regulirung der Stromstärke innerhalb sehr kleiner Grenzen bequem erreichen.

Der Energieverbrauch zur Erreichung einer bestimmten Temperatur ist bei verschiedenen Oefen naturgemäss etwas verschieden. Im Mittel stellte sich der Wattverbrauch etwa wie folgt:

Temperatur	Watt
200° C.	60
400°	180
600°	380
800°	640
1000°	930
1100°	1110
1200°	1310
1300°	1540.

Bei Prüfungen einer grösseren Anzahl Elemente wurden wiederholt zwei Oefen in Hintereinander-Schaltung gleichzeitig geheizt; dadurch erzielte man nicht nur eine Energieersparniss, sondern bewirkte auch, dass die Temperatur in beiden Oefen gleichzeitig konstant wurde. Doch lieferte bei den im Vorstehenden beschriebenen Oefen und bei Beschränkung auf die Batteriespannung von 110 Volt eine solche Schaltung nur Temperaturen unter 1100° C.

Bei genaueren Vergleichungen mehrerer Thermoelemente (z. B. bei denen der Normalelemente) wird der Ofen zur Erzielung der nothwendigen Temperaturkonstanz stets an eine besondere, nicht anderweitig benutzte Batterie angeschlossen. Alsdann ist aber auch eine Konstanz erreichbar, welche gestattet, bis 25 Elemente in jedem Ofen gleichzeitig zu prüfen; selbst bei den höchsten Temperaturen blieben die Aenderungen nicht selten innerhalb eines Grades während einer halben Stunde.

Montirung der Elemente im Ofen. — Früher waren die zu prüfenden Elemente und die Normale mit einer durch Zusammenschmelzen im Sauerstoffgebläse hergestellten *gemeinsamen* Löthstelle versehen worden. Diese Methode ist, solange es sich um eine beschränkte Anzahl von Elementen handelt, die zuverlässigste und bequemste; aber sie zieht einen nicht unwesentlichen Materialverlust (besonders für die Normale) nach sich und kann zu Verwechselungen der Drähte Anlass geben. Bei der Prüfung einer grösseren Zahl von Elementen musste aus diesen Gründen von einem Zusammenschmelzen der einzelnen Drähte Abstand genommen werden. Auch sollte bei den Elementen die vor der Prüfung hergestellte Löthstelle möglichst ungeändert bleiben.

Da jedes der zu vergleichenden Thermoelemente seine besondere Löthstelle behalten sollte, so musste dafür Sorge getragen werden, dass diese sämmtlich dieselbe Temperatur besassen. Um dies zu erreichen, wurden die Elemente mit ihren Rhodiumplatindrähten durch die Einschnitte eines Scheibchens (vgl. Fig. 2) von demselben Material gezogen und durch einen in eine Nuth des Scheibchens passenden Rhodiumplatindraht so befestigt, dass sämmtliche Löthstellen das Scheibchen berührten. Zwischen den so montirten Elementen sind merkliche Temperaturunterschiede nicht beobachtet worden. Für weniger genaue Vergleichungen von Elementen eines Drahtvorraths genügte es sogar, sie an den Löthstellen mittels eines oftmals herumgeschlungenen Platindrahtes fest zusammen zu binden.

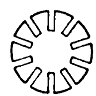
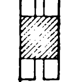



Fig. 2.

Die die Elemente von einander isolirenden Röhrchen reichen vom Ende des sie umhüllenden Rohres A bis dicht an die Löthstellen, welche sich in der Mitte des Ofens befinden. Diese Anordnung, bei der das Temperaturgefälle zu beiden Seiten

der Löthstelle symmetrisch ist, entspricht der in der Praxis am häufigsten vorkommenden Verwendung der Elemente.

Besonders sorgfältig ist ein Einfluss des Heizstromes auf die Angaben der Thermoelemente zu vermeiden. Man darf daher nicht die durch die dünnen Röhrchen von einander isolirten Thermoelemente ohne besonderen Schutz in das von der Heizspirale umgebene Rohr hineinlegen, weil das Porzellan in Temperaturen von etwa 900° an seine Isolirfähigkeit verliert und eine Verzweigung des Heizstromes durch das glühende Porzellan hindurch in die Elemente erfolgen kann. Die hierdurch bedingten Fehler betrugen bis zu mehreren Prozenten.

Solange der Einfluss des Heizstromes klein genug bleibt, lässt sich der Fehler durch Kommutiren des Stromes beseitigen. In höheren Temperaturen treten jedoch dabei Polarisationserscheinungen auf, welche bei Anwendung der Kompensations-

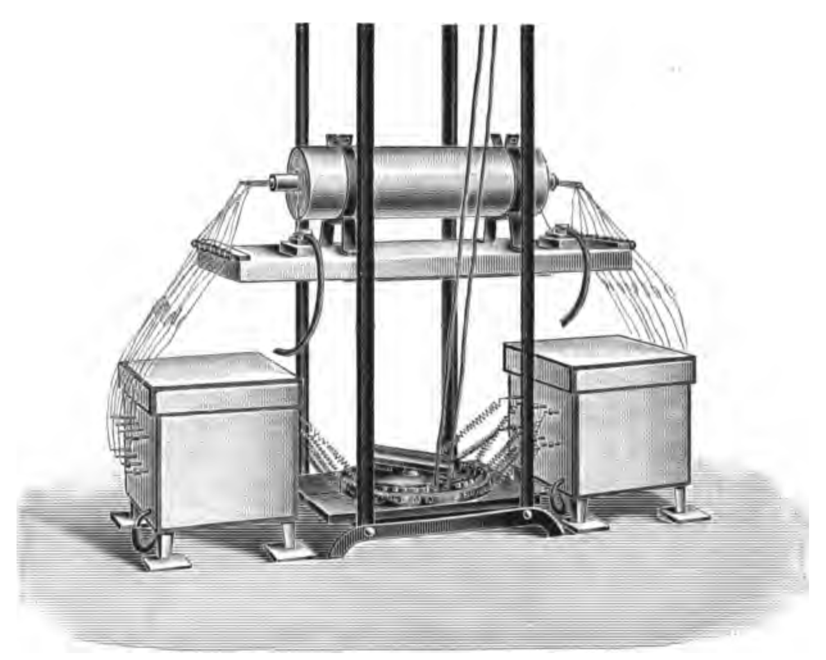


Fig. 3.

methode unter Benutzung eines empfindlichen Spiegelgalvanometers sich in folgender Weise bemerkbar machten: Ist für eine bestimmte Richtung des Heizstromes das Thermoelement kompensirt, so erfolgt beim Kommutiren des Heizstromes ein grösserer Ausschlag des Spiegelgalvanometers, welcher allmählich auf eine bestimmte Einstellung zurückgeht, ohne die vorherige Ruhelage wieder zu erreichen; kommutirt man zurück, so erfolgt ein grösserer Ausschlag nach der anderen Seite, der allmählich der ersten Ruhelage wieder zustrebt. Da die Erreichung der beiden endgültigen Einstellungen des Galvanometers unter Umständen aber längere Zeit erfordert, so liegt die Gefahr einer unkontrolirbaren Temperaturänderung im Ofen vor, und das Verfahren ist somit namentlich beim Prüfen einer grösseren Zahl von Elementen nicht anwendbar. Um diesen Einfluss des Heizstromes gänzlich zu eliminiren, sind die Thermoelemente in dem besonderen Rohr *A* gelagert, welches an den *kalten* Enden von dem Heizrohr *B* durch die Porzellanringe *R* getrennt ist, im Uebrigen aber *frei* durch den Ofen geht. Bei jeder Messung oberhalb 900° C. wird überdies durch Kommutiren des Heizstromes die Isolation der Thermoelemente kontrolirt.

Die Enden der Schenkel der Thermoelemente waren mit dünnen Kupferdrähten fest verlöthet; sie befanden sich, durch Glasröhren isolirt, in einem Gemisch von geschabtem Eis und Wasser. Es kommt übrigens nicht darauf an, dass die kalten Löthstellen genau auf 0^0 gehalten werden; denn da es sich bei den Messungen lediglich um Differenzen der elektromotorischen Kräfte handelt, so reicht es aus, wenn die kalten Löthstellen alle *eine und dieselbe*, in der Nähe von 0^0 gelegene Temperatur besitzen. Für weniger genaue relative Messungen genügten auch Petroleumbäder, welche Zimmertemperatur besassen. Ueber die dann anzubringende Korrektion der Thermokraft, welche der Temperatur des Bades proportional zu nehmen ist, soll in der zweiten Abhandlung berichtet werden.

Die Kupferdrähte führten zu einem doppelpoligen Umschalter, der auf Schiefer montirt war und zur Vermeidung störender Thermokräfte sich ebenfalls in einem Petroleumbade befand. Er stand unter dem Ofen und konnte gegen den Einfluss strahlender Wärme ausser durch die Chamotteplatte noch durch ein unter dieser befindliches, von Kühlwasser durchströmtes Blechgefäss (in Fig. 3 nicht gezeichnet) geschützt werden. Von dem Umschalter ging eine wohl isolirte, beträchtlicheren Temperaturdifferenzen nicht ausgesetzte Leitung zum Messzimmer.

Die ganze Anordnung ist aus Fig. 3 ersichtlich, in welcher der unter dem Ofen sichtbare Umschalter ohne das erwähnte Petroleumbad dargestellt ist.

II. Messmethoden.

Für die genaue Vergleichung von Thermoelementen unter einander empfiehlt sich vor Allem die Kompensationsmethode, welche ja auch von Holborn und Wien von Anfang an benutzt worden ist. Die in der zweiten Abhandlung mitzutheilenden Beobachtungsreihen sind sämmtlich nach dieser Methode ausgeführt mit Ausnahme zweier Reihen im Oktober 1896, die mittels eines auf Spannung geaichten Galvanometers (Pyrometer-Galvanometer von Keiser & Schmidt in Berlin) erhalten wurden. Da es sich hierbei nur um die Vergleichung von Elementen handelt, so kommt zwar ein Theil der Fehlerquellen dieser Ausschlagsmethode, die bei der genaueren Bestimmung von Temperaturen mittels eines Thermoelements Berücksichtigung erheischen, in Wegfall; immerhin liefert diese Methode naturgemäss eine geringere Genauigkeit als eine Nullmethode. Für den Bedarf der Technik mögen diese neuerdings ja auch erheblich verbesserten Pyrometer-Galvanometer im Allgemeinen ausreichen, wo es sich oft nur darum handelt, eine oder mehrere Temperaturen stets wieder unter den nämlichen Verhältnissen angenähert zu reproduziren.

Bei der genaueren Messung von Temperaturen ist zu beachten, dass die Prüfungsscheine der Reichsanstalt die elektromotorische Kraft der Thermoelemente angeben, während die Galvanometer die Spannungsdifferenz an den Klemmen messen; diese hängt ab von dem Widerstand (also der Temperatur) des Galvanometers und von dem Widerstand des Thermoelements, der sich mit der Temperatur in einem von der Eintauchtiefe abhängenden Maasse unter Umständen stark ändert. Der Temperaturkoeffizient eines Pyrometer-Galvanometers von Keiser & Schmidt in Berlin wurde z. B. in der Reichsanstalt zu 0,15 % festgestellt; sobald also die Temperatur des Galvanometers, wie das in der Praxis oft vorkommen wird, von der Temperatur, bei welcher das Instrument geaicht wurde, stark abweicht, entstehen Fehler in der Temperaturmessung. Was den zweiten oben erwähnten Punkt betrifft, so müssen die dadurch bedingten Fehler besonders gross sein, wenn die Schenkellänge des Thermoelements die übliche von 1,5 *m* um das Mehrfache übertrifft, wie dies in der Technik

öfters vorkommt. Solche Elemente müssen natürlich bei Verwendung von Ausschlagsinstrumenten ganz unrichtige Temperaturangaben liefern, falls nicht Galvanometer und Thermoelement genau unter den Versuchsbedingungen, etwa mit Hülfe der weiter unten zu beschreibenden Kompensationsschaltung, geaicht sind.

Die Kompensationsmethode wurde in zwei Formen angewandt, zunächst unter Benutzung des Feussner'schen Kompensationsapparates; später wurde eine vereinfachte Kompensationsschaltung konstruirt, mit welcher sämmtliche laufende Prüfungen erledigt werden. Die in beiden Anordnungen erzielte Genauigkeit der Messungen ist in erster Linie dem Umstand zuzuschreiben, dass die Widerstände in allen zur Verwendung gelangten Apparaten aus Manganin bestanden, dessen thermoelektrische Kraft gegen Kupfer bekanntlich ausserordentlich klein ist. Auf diese Weise waren störende Thermokräfte in der Versuchsanordnung nach Möglichkeit ausgeschlossen.

Messung mit dem Kompensationsapparat. — Da das bei der ersten Versuchsanordnung benutzte Modell des Kompensationsapparates, wie es neuerdings von dem Mechaniker O. Wolff in Berlin ausgeführt wird, gegen das ursprüngliche (vgl. Feussner, *diese Zeitschr.* ***10.*** *S. 113. 1890*) wesentliche Verbesserungen aufweist, so möge es hier kurz beschrieben werden. Der benutzte Apparat entspricht dem früheren „grossen Modell“, jedoch unter Wegfall des Widerstandssatzes von 10 bis 50 000 Ohm; der wesentliche Unterschied ist der, dass alle Stöpselwiderstände vermieden sind. Hierdurch geht das Arbeiten mit dem Apparat weit rascher und bequemer vor sich, als mit dem alten Modell, und Irrthümer durch falsches Stöpseln sind ausgeschlossen. Der Apparat besteht aus 14 (früher 9[1])) Kurbel-Widerständen von je 1000 Ohm, 9 Widerständen von je 100 Ohm und je 2×9 von 10, 1 und 0,1 Ohm. Die 2×9 Widerstände von 10 Ohm sind einander gegenüber angeordnet und werden durch Drehen *einer* Doppelkurbel aus- und eingeschaltet; dasselbe gilt für die 2×9 Widerstände von 1 und 0,1 Ohm. In leicht ersichtlicher Weise ersetzen diese drei Doppeldekaden den in dem älteren Modell vorgesehenen Stöpsel-Widerstandssatz von 50 bis 0,1 Ohm und die dazu gehörigen Austauschwiderstände. Eine ähnliche Anordnung ist früher schon von Weston verwandt worden. Bei jeder beliebigen Stellung aller 5 Kurbeln beträgt also der Gesammtwiderstand des Apparates zwischen den Stromklemmen nominell 14 999,9 Ohm. Die Uebergangswiderstände an den Kontaktflächen der drei Doppeldekaden sind dadurch sehr klein gemacht, dass die Schleiffedern bürstenartig aus einer grossen Zahl federnder dünner Bleche gefertigt sind; bei dem hohen Gesammtwiderstand des Apparates kommen diese kleinen Uebergangswiderstände von etwa 0,003 Ohm[2]) übrigens gar nicht in Betracht. Die Fig. 4 stellt die bei Verwendung des Kompensationsapparates benutzte Versuchsanordnung dar. Im Hauptstromkreis befindet sich der Akkumulator A, ein Stromschlüssel S, der Regulirwiderstand W_1 von 0,1 bis 20 000 Ohm, ein Präzisionswiderstandskasten W_2 bis 10 000 Ohm und ein Präzisionswiderstand W_3 von 100 Ohm, zu welchem der Kompensationsapparat C im Nebenschluss liegt. Im Kompensationsapparat waren bei den Messungen die Widerstände von 1000 Ohm unter Benutzung der an jedem Kontaktklotz vorhandenen Schrauben

[1]) Diese Abänderung hat den Zweck auch mit einem Strom von 0,0001 Amp. kompensiren zu können. Bei der Vergleichung von galvanischen Normalelementen unter einander z. B. giebt der Apparat unmittelbar 5 Dezimalstellen der elektromotorischen Kraft; durch Interpolation der Ausschläge des Galvanometers erhält man noch die 6. Dezimale.

[2]) Dies ist der Betrag des Kompensationswiderstandes, wenn alle Kurbeln auf Null gestellt sind; er wird zum grössten Theil nicht durch die Kontaktwiderstände an den Kurbeln, sondern durch Verbindungsdrähte im Apparat gebildet und kann in Rechnung gesetzt werden.

mittels eines Kupferdrahtes kurz geschlossen, sodass der Gesammtwiderstand des Kompensationsapparates nominell nur noch 999,9 Ohm betrug; dann war die Empfindlichkeit der Messanordnung am grössten. Die Stromstärke im Hauptstromkreis wurde nun in einer gleich zu beschreibenden Weise so regulirt, dass die Spannungsdifferenz an den Enden von W_2 (und also auch an den Enden des Kompensationsapparates) genau 0,01 Volt betrug; für die Vergleichungen in hohen Temperaturen wurde die Spannungsdifferenz auf den Betrag 0,02 Volt eingestellt. An einem zehntel Ohm, dem kleinsten im Kompensationsapparat zur Verfügung stehenden Widerstand, herrschte dann, abgesehen von sehr kleinen Korrektionen, ein Spannungsabfall von 1 bezw. 2 Mikrovolt.

Die Regulirung des Spannungsabfalles an den Enden des Kompensationsapparates auf 0,01 bezw. 0,02 Volt erfolgte in der Weise, dass man in dem Widerstandskasten W_2 vorher berechnete Widerstände stöpselte und durch Veränderung von W_1 die Stromstärke so regulirte, dass an den Enden von W_2 ein Weston'sches Normal-Kadmium-Element E (in der Anordnung der Reichsanstalt) kompensirt wurde.

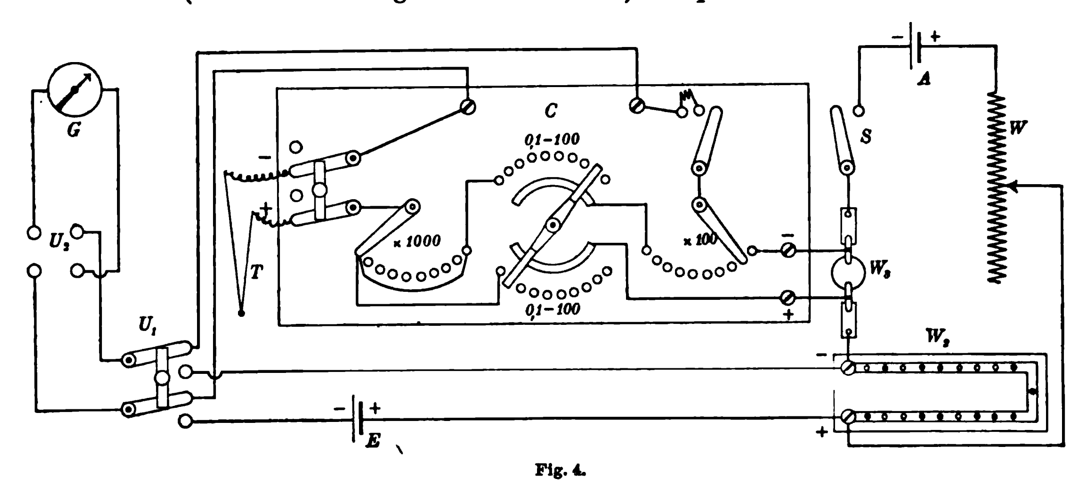


Fig. 4.

Wie aus Fig. 4 ersichtlich, kann zu diesem Zweck das Normalelement mittels des Umschalters U_1 mit dem Galvanometer G in Nebenschluss zu W_2 gelegt werden. Die andere Stellung des Umschalters U_1 dient dazu, die elektromotorische Kraft des zu vergleichenden Thermoelements T durch den an den Widerständen des Kompensationsapparates herrschenden Spannungsabfall zu kompensiren. Der Umschalter U_2 erlaubt den Strom im Galvanometer umzukehren und so die Empfindlichkeit zu verdoppeln. Als Galvanometer wurde meist ein Instrument nach Deprez-d'Arsonval von Siemens & Halske in Berlin benutzt, das bei der Kompensation 1 Mikrovolt, entsprechend einer Temperatur von 0,1 C., bequem abzulesen erlaubte.

Sämmtliche bei den Prüfungen ermittelten Thermokräfte werden bezogen auf den in der Reichsanstalt gemessenen Werth des Weston'schen Normalelements (vgl. Jaeger und Kahle, *diese Zeitschr. 18. S. 161. 1898*)

$$E_t = 1{,}0186 - 0{,}000\,038\,(t - 20) - 0{,}000\,000\,65\,(t - 20)^2 \text{ Volt.}$$

Kompensationsschaltung für thermoelektrische Messungen. — Die beschriebene Versuchsanordnung liefert zwar sehr genaue Resultate; da sie aber für den laufenden Gebrauch etwas umständlich ist, wurde die oben erwähnte zweite Kompensationsschaltung benutzt, die ein viel rascheres Arbeiten ermöglicht und eine für die hier in Betracht kommenden Zwecke vollkommen ausreichende Genauigkeit liefert.

Fig. 5 giebt das einfache Schema dieser Kompensationsschaltung[1]). Bei der gewöhnlichen Kompensationsmethode wird durch Kompensation eines Normalelements an einem hohen Widerstande eine bestimmte Stromstärke eingestellt. Bei festgehaltener Stromstärke werden dann durch Variiren des Abzweigwiderstandes andere Spannungen kompensirt. Bei der neuen Schaltung verfährt man in umgekehrter Weise: Der Abzweigwiderstand, an dem die unbekannten Spannungen kompensirt werden, bleibt unverändert; dagegen wird die Stromstärke in messbarer Weise verändert.

In Fig. 5 ist A ein Akkumulator, W ein Regulirwiderstand, M ein Milliamperemeter; ferner durchfliesst der Hauptstrom einen festen Abzweigwiderstand, z. B. von 0,1 Ohm. Im Nebenschluss zu diesem liegen die zu messende elektromotorische Kraft, etwa die des Thermoelements T, und das Galvanometer G. Man verändert nun mittels des Regulirwiderstands W die Stromstärke des Hauptkreises so lange, bis das Galvanometer G keinen Ausschlag mehr zeigt. Das Produkt aus dem Betrag des festen Abzweigwiderstands in Ohm und der in M abgelesenen Stromstärke in Ampere giebt dann die gesuchte elektromotorische Kraft in Volt. Die Zuverlässigkeit der Messungen nach dieser Methode beruht, wie ersichtlich, auf der Genauigkeit und Konstanz der Angaben des Strommessers M. Die vorzüglichen Zeigerinstrumente nach Deprez-d'Arsonval, die jetzt namentlich von der Weston Electrical Instrument Co. und von Siemens & Halske A.-G. in Berlin in den Verkehr gebracht werden, entsprechen den hier zu stellenden Anforderungen in vollem Maasse[2]).

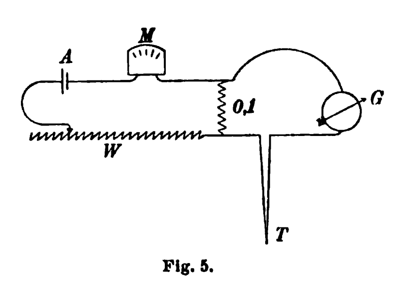


Fig. 5.

Nach den Angaben der Reichsanstalt hat die Firma Siemens & Halske die Anfertigung einer derartigen Kompensationsschaltung übernommen[3]), die in Fig. 6 und Fig. 7 schematisch und in Ansicht dargestellt ist.

---

[1]) Vgl. den Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für 1898. *Diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 249. 1899.*

[2]) Es seien z. B. die für das oben mit M bezeichnete Milliamperemeter (Nr. 34 386 von Siemens & Halske A.-G.) die Skalenkorrektionen (auf zwanzigstel Theilstrich abgerundet) mitgetheilt, wie sie im Juli 1899 und im August 1900 ermittelt wurden.

Theilstrich	Korrektion in Theilstr.	
	Juli 1899	August 1900
20	+ 0,05	0,00
40	+ 0,05	+ 0,05
60	+ 0,05	+ 0,05
80	+ 0,05	— 0,05
100	+ 0,05	0,00
120	0,00	0,00
140	0,00	+ 0,10

Hierzu kommt noch die Nullpunktskorrektion, die früher + 0,1 Theilstrich war und jetzt + 0,2 Theilstrich beträgt. Bei genaueren Messungen wird der Nullpunkt nach jeder Ablesung ermittelt; bei dem obigen Instrument ist eine elastische Nachwirkung nur bei den grössten Ausschlägen noch eben bemerkbar.

Aus der vorstehenden Tabelle geht hervor, dass die Veränderungen des Instruments in einem Zeitraum von einem Jahr, in welchem es sehr viel benutzt wurde, höchstens 0,1 Theilstrich betragen.

[3]) Hr. O. Schöne von der genannten Firma hat die Ausführung dieser Schaltung in dankenswerther Weise gefördert; sie ist zum Preise von 725 M. erhältlich.

Die Apparate sind auf einem Grundbrett von den ungefähren Abmessungen 50 × 40 *cm* vereinigt, das auf vier mit Weichgummi gepolsterten Füssen ruht.

Die Bedeutung der Buchstaben ist dieselbe wie in Fig. 5. Bei *A* wird ein Akkumulator oder irgend ein anderes Element, das einen konstanten Strom bis zu 0,15 Amp. liefern kann, angeschlossen und mittels des für momentanen und dauernden Kontakt eingerichteten Stromschlüssels *S* eingeschaltet. Der Regulirwiderstand *W* besteht aus je 9 Kurbel-Widerständen von 100, 10 und 1 Ohm und einem an der Peripherie der Deckplatte ausgespannten Draht von etwa 1,5 Ohm. Der in den Stromkreis eingeschaltete Theil dieses Drahtes kann durch eine über die drei kleineren Kurbeln übergreifende grössere Kurbel verändert werden. Die Berührung mit dem Gleitdraht vermitteln hierbei *zwei* in ganz geringem Abstand hinter einander sitzende Blattfedern, sodass ein guter Kontakt möglichst gewährleistet ist. Uebrigens ist, wie aus Fig. 6 hervorgeht, nach einem Vorschlag von Hrn. O. Schöne das Ende des Schleifdrahtes mit dem Drehungspunkt der Schleifkurbel direkt verbunden, sodass diese nur als Kurzschluss von einem Theil des Drahtes dient. Der Hauptstrom wird also, selbst wenn die Schleifkurbel gar keinen Kontakt haben sollte, nicht unterbrochen; in Folge dessen ist die Einstellung mittels dieses Schleifkontakts selbst dann noch ganz sicher, wenn der Widerstand im Hauptstromkreis nur wenige Ohm beträgt. Soll die Schaltung lediglich zum Messen der elektromotorischen Kraft von Thermoelementen benutzt werden, so kann in dem Regulirwiderstand *W* noch ein Sicherheitswiderstand von einigen Ohm untergebracht werden, der *nicht* ausschaltbar ist und somit verhindert, dass aus Unachtsamkeit ein das Messbereich des Milliamperemeters wesentlich übersteigender Strom zu Stande kommt. Anstatt des einen in Fig. 5 gezeichneten Abzweigwiderstandes von 0,1 Ohm sind mehrere Abzweigwiderstände von niedrigem Betrag in einem besonderen runden Widerstandskasten *N* enthalten, der auf seinem Deckel auch die mit + und — bezeichneten Klemmen für den Anschluss des Thermoelements *T* (oder einer anderen zu messenden Spannung) trägt.

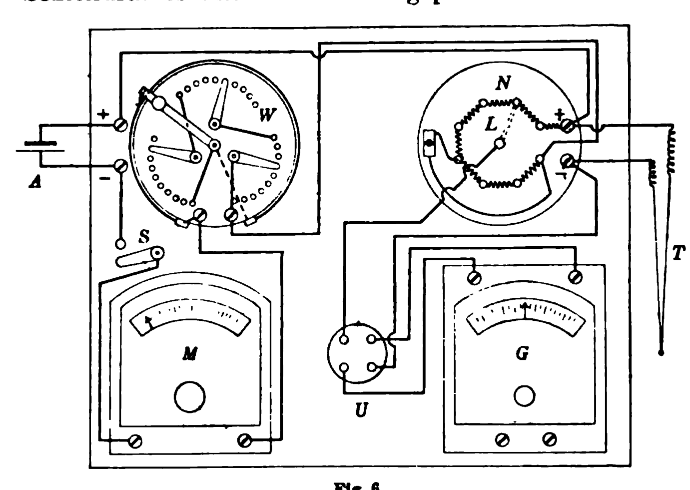


Fig. 6.

Das Vorhandensein mehrerer Abzweigwiderstände hat den Zweck, das Messbereich der Schaltung auszudehnen und meistens mit grossem Zeigerausschlag des Milliamperemeters *M* arbeiten zu können, sodass die prozentische Genauigkeit der Messung eine möglichst hohe wird.

Der in der Reichsanstalt benutzte Apparat hatte die Abzweigwiderstände 0,05; 0,05; 0,1; 0,1; 0,1 Ohm. Die aus Manganindraht sorgfältig hergestellten Normalwiderstände sind hintereinander zwischen starken Kupferstiften verlöthet und stets sämmtlich in den Hauptstromkreis eingeschaltet. Die Kupferstifte endigen auf dem Hartgummideckel in Kontaktklötzen mit Klemmschrauben, die zur Vermeidung von sekundären Thermokräften vollständig aus Kupfer bestehen; ausserdem sind die Köpfe der Klemmschrauben mit Hartgummi umpresst. Obwohl an der Schaltung

dieses Widerstandskastens N nur selten etwas geändert zu werden braucht, so hat man diese Vorsichtsmaassregeln doch für wünschenswerth gehalten. Die Schaltung ist derart getroffen, dass der Widerstand der Kupferstifte nicht zu dem Abzweigwiderstand hinzugehört, sondern in den Nebenschlusskreis fällt und somit ausser Betracht bleibt. Die Abzweigwiderstände bestehen also nur aus Manganin, was bei ihrem geringen Betrag von erheblicher Bedeutung ist.

Wie aus den Fig. 6 und 7 hervorgeht, geschieht das Abzweigen von einem oder mehreren der oben aufgeführten Widerstände mittels einer kupfernen, ebenfalls mit Hartgummi umkleideten und mit einem Knopf versehenen Lasche L, die einen in der Mitte des Hartgummideckels befindlichen Kontaktknopf mit jedem der kreisförmig angeordneten, mit den Enden der Normalwiderstände in Verbindung stehenden

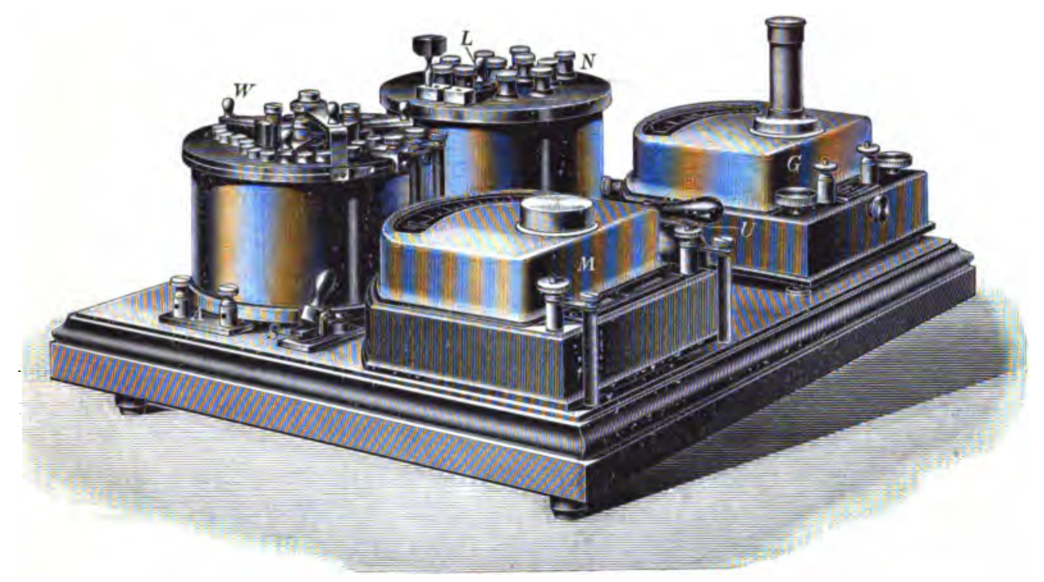


Fig. 7.

Kontakte zu verbinden erlaubt. Indem man die vom + Pol des Thermoelements kommende Leitung entweder an die mit + bezeichnete Klemme oder an den nächsten Kontakt (am Ende des ersten Widerstandes von 0,05 Ohm) anlegt, lassen sich, wie leicht ersichtlich, mit obigen Widerständen folgende Kombinationen von Abzweigwiderständen herstellen:

0,05   0,1   0,15   0,2   0,25 . . . . 0,4 Ohm.

Da das 1-ohmige Milliamperemeter von Siemens & Halske bis 150 Milliampere reicht, so kann man mit diesen Kombinationen messen bis

7,5   15   22,5   30   37,5 . . . . 60 Millivolt.

Das erste Messbereich und der Anfang des zweiten würden sich z. B. für die Messungen in tiefen Temperaturen mit einem Element aus Eisen-Konstantan oder Kupfer-Konstantan eignen; die beiden ersten und der Anfang des dritten kommen für das Thermoelement von Le Chatelier in Betracht; die übrigen Messbereiche sind vorgesehen für Messungen mit Thermoelementen aus Eisen-Konstantan und dgl. in höheren Temperaturen, in Fällen, wo hochgradige Quecksilberthermometer nicht verwendbar sind und eine grössere Empfindlichkeit erwünscht ist, als sie das Thermoelement von Le Chatelier in diesem Bereich hat, das ja auch für die Messung von

diesen relativ niedrigen Temperaturen neben dem Nachtheil einer geringen Empfindlichkeit noch den des hohen Anschaffungspreises besitzt.

Für andere Zwecke würde sich vielleicht eine etwas andere Auswahl der Abzweigwiderstände empfehlen, um das Messbereich namentlich nach unten hin noch etwas auszudehnen. Sind z. B. in dem Widerstandskasten N statt der obigen folgende Widerstände untergebracht:

0,05 0,025 0,05 0,1 0,1 Ohm,

so lassen sich, wie leicht ersichtlich, die Kombinationen

0,025 0,05 0,075 0,1 0,125 . . . . . 0,275 0,325 Ohm

herstellen, die bei maximalem Ausschlag des Milliamperemeters Messungen bis

3,75 7,5 11,25 15 18,75 . . . . . 41,25 48,75 Millivolt

ermöglichen, wobei 1 Theilstrich Ausschlag in M einer Spannung von

25 50 75 100 125 . . . . . 275 325 Mikrovolt

entspricht. Mit Ausnahme des ersten Messbereichs wird also stets nur der obere Theil der Skale von M benutzt.

Wie Versuche ergeben haben, würde die Empfindlichkeit des Zeigergalvanometers G bei einem Abzweigwiderstand von 0,025 Ohm noch vollkommen ausreichen.

Eine Ausdehnung des Messbereiches nach oben hin ist leicht ausführbar, sobald man zu dem Milliamperemeter M Nebenschlüsse vorsieht. An dem Apparat der Reichsanstalt wurden z. B. Messungen mit einem Nebenschluss von $^1/_9$ Ohm angestellt, der das Messbereich verzehnfacht. In dieser Anordnung konnten Stromstärkemessungen mit einer Genauigkeit von mindestens 0,1 % gemacht werden, indem man mit der Schaltung den Spannungsabfall bestimmte, den z. B. Ströme bis zu 60 Ampere in einem Widerstand von 0,01 Ohm erzeugten.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass die Schaltung für spezielle Zwecke ohne Weiteres durch äussere Abzweigwiderstände ergänzt werden kann, die man in den Stromkreis des Akkumulators A einschaltet. Der positive Pol des Akkumulators wird dann direkt mit der einen Seite des einzuschaltenden Abzweigwiderstandes verbunden und weiter ein Draht nach der + Klemme in N gelegt. Die Lasche L ist herauszunehmen und eine Verbindung von der in der Mitte von N angebrachten Schraubklemme nach dem Abzweigwiderstand zu führen, während die zu messende Spannung an die mit — bezeichnete Klemme von N und das andere Ende des Abzweigwiderstandes gelegt wird, wie sich bei Betrachtung der Fig. 6 leicht ergiebt.

Andrerseits kann zu genauen Messungen sehr niedriger Spannungen das oben erwähnte Messbereich für die verschiedenen Abzweigwiderstände auf den zehnten Theil dadurch herabgedrückt werden, dass man das Milliamperemeter M von 1 Ohm Widerstand (1 Theilstr. = 1 Milliampere) durch ein solches von 100 Ohm Widerstand ersetzt (1 Theilstr. = 0,1 Milliampere), wie es in der Konstruktion von Siemens & Halske in vielen Laboratorien vorhanden ist[1]). In dem letzteren Fall wird allerdings für sehr niedrige Spannungen, etwa unter 1 Millivolt, die Empfindlichkeit des in der Schaltung vorhandenen Zeigergalvanometers nicht mehr ausreichen; man wird dann ein Spiegelgalvanometer zwischen die mittlere und die mit — bezeichnete Klemme des Widerstandskastens N parallel schalten, was auch sonst für Arbeiten im Laboratorium sehr empfehlenswerth ist, und z. B. beim Einreguliren der Tempe-

[1]) Auf diese Weise sind z. B. die Thermokräfte der Le Chatelier'schen Thermoelemente zwischen 0° und 30° C. bestimmt worden; hierauf wird in der zweiten Abhandlung näher eingegangen werden.

ratur des vorher beschriebenen elektrischen Ofens gute Dienste leistete. Man macht dann die rohe Einstellung mit dem Zeigerinstrument und schaltet erst zur feineren Kompensation das Spiegelinstrument ein.

Da die Genauigkeit der Messungen mit der Schaltung, wie schon erwähnt, in erster Linie von der Richtigkeit des Milliamperemeters M abhängt, so sind zur Kontrole desselben im Widerstandskasten N noch drei Widerstände vorgesehen, die gewöhnlich durch einen Stöpsel kurz geschlossen sind (s. Fig. 6 und 7). Die Kontrole erfolgt in der Weise, dass man T durch ein galvanisches Normalelement ersetzt (der Apparat der Reichsanstalt ist für die Verwendung eines Kadmium-Elementes eingerichtet), bei gezogenem Stöpsel in N mittels der Lasche L einen der Kontrolwiderstände einschaltet und kompensirt. Die Kontrolwiderstände sind so bemessen, dass nach erfolgter Kompensation das Milliamperemeter genau auf die Theilstriche 150, 100 bezw. 50 einspielen muss.

Obwohl die Konstanz der neuen Präzisions-Zeigerinstrumente nach Deprez-d'Arsonval, wie schon oben gezeigt, eine ausserordentlich grosse ist (kleinere Veränderungen der Nulllage des Zeigers haben bei der vollkommenen Proportionalität der Skale auf die Genauigkeit der Messungen keinen Einfluss), so schien die Zufügung dieser Kontrolwiderstände doch wünschenswerth, weil man so im Stande ist, das Milliamperemeter M in der Schaltung selbst rasch auf seine Richtigkeit zu prüfen.

Es sei hierbei bemerkt, dass die Entfernung des Instruments M von dem d'Arsonval'schen Zeigergalvanometer G so gross gewählt wurde, dass der Magnet von G das Instrument M kaum beeinflusst. Indessen ist ein etwaiger Einfluss für die Messungen mit der Schaltung dadurch beseitigt, dass der Strommesser M bei der Anfertigung an seinem definitiven Platz neben dem Galvanometer G justirt wird. Bei dem Apparat der Reichsanstalt beträgt der Einfluss von G auf M bei einem Ausschlag von 140 Theilstrichen 0,3 Theilstrich.

Eine möglichst vollständige Eliminirung dieser Einwirkung ist deshalb von Interesse, weil bei der Konstruktion der Schaltung besonderer Werth darauf gelegt wurde, dass ihre einzelnen Theile leicht abnehmbar und gesondert im Laboratorium verwendbar sind. Dies ist für das Instrument M, das Galvanometer G und den Widerstandskasten W der Fall, während es für N nicht nothwendig erschien. Die Fig. 7 zeigt bei W und M die mit Hartgummi umkleideten Metallstifte, welche mittels Kordelschrauben und kurzer Laschen die Verbindung der beiden Apparate mit den übrigen Theilen vermitteln.

Es erübrigt noch die Beschreibung des Galvanometers G; wie Fig. 7 erkennen lässt, ist hierzu das Zeigergalvanometer verwandt worden, das die Firma Siemens & Halske für pyrometrische Messungen mit dem Le Chatelier'schen Thermoelement vor einigen Jahren konstruirt hat. Nur wurden, um das Instrument mittels seiner Libelle bequem horizontiren zu können, zwei sehr lange Fussschrauben angebracht, deren Köpfe oberhalb des Sockels endigen (s. Fig. 7) und deren Spitzen ebenso wie der dritte Fuss, der durch einen unter dem Sockel angebrachten, unten zugespitzten Metallstift gebildet wird, auf Metallplatten[1]) aufruhen, die in Ausbohrungen des Grundbrettes der Schaltung angebracht sind. Die Nulllage des Zeigers ist nicht an dem einen Ende, sondern in der Mitte der Skale, weil ja Ausschläge nach beiden Seiten beobachtet werden müssen. Für die Zwecke der Kompensationsschaltung ist die nöthige Empfindlichkeit des Galvanometers dadurch erreicht worden, dass man

[1]) Ebene, konische Bohrung, V-förmige Nuth.

mit dem Widerstand der Stromspule bis auf etwa 25 Ohm herabging und den sonst vorhandenen Vorschaltwiderstand ausschaltete. Die beiden hinteren Klemmen dienen zur Verbindung des Galvanometers mit den übrigen Theilen der Schaltung mittels biegsamer Zuleitungen. Die Voltempfindlichkeit des Instruments beträgt unter diesen Verhältnissen für 1 Theilstrich (von 1,5 *mm* Länge) 0,000027 Volt; mittels des Umschalters U kann die Empfindlichkeit noch verdoppelt werden. Da die Ablesung des sehr schmalen Zeigers über einem Streifen Spiegelglas erfolgt, so lässt sich eine Spannungsänderung von 1 bis 2 Mikrovolt noch beobachten. Zur Erzielung dieser Empfindlichkeit ist auf eine Dämpfung des Instruments im offenen Zustand verzichtet worden, indem das Rähmchen, auf welches der Draht gewickelt ist, keinen geschlossenen metallischen Kreis bildet. Sobald man das Instrument einschaltet, ist indessen die durch die Wickelung des Rähmchens verursachte Dämpfung eine sehr erhebliche.

Die vorn zwischen den Köpfen der Fussschrauben sichtbaren Klemmen dienen dazu, um das Instrument als gewöhnliches Pyrometer-Galvanometer *ausserhalb* der Schaltung benutzen zu können. Allerdings ist die Skale nur halb so lang, als bei dem diesem Zweck dienenden Galvanometer der Firma Siemens & Halske; jedoch wird dies bei der vorzüglichen Ablesbarkeit der Skale für die meisten praktischen Zwecke ausreichen. Je nach der Wahl des Vorschaltwiderstandes kann bei Benutzung der letzterwähnten Klemmen die Skale des Instruments für jedes beliebige Messbereich geaicht werden. In dem Galvanometer der Reichsanstalt ist eine Skale bis 9 Millivolt vorgesehen. Es sei noch erwähnt, dass die beiden Klemmen beim Gebrauch des Galvanometers in der Kompensationsschaltung sehr bequem dazu benutzt werden können, um Ersatz für die fehlende Dämpfung bei offenem Nebenschlusskreis zu haben: Man klemmt nämlich unter die eine Klemmschraube einen federnden Metallstreifen, der die andere Schraube nur berührt, wenn man ihn niederdrückt. Der Zeiger lässt sich so sehr rasch zur Ruhe bringen. Die Metalltheile des Umschalters U bestehen nur aus Kupfer und sind in eine Metall-Kappe eingeschlossen, um die Entstehung von störenden Thermoströmen während des Arbeitens zu vermeiden.

Die folgenden Messungsreihen sollen eine Vorstellung geben von der Genauigkeit, die mit der beschriebenen Kompensationsschaltung erreichbar ist, sofern die Korrektion des Milliamperemeters M und diejenigen der Widerstände des Kastens N genau bestimmt sind.

Kompensations-*Schaltung*			Kompensations-*Apparat*
Korrigirter Ausschlag des Milliamperemeters M in Theilstrichen	**Abzweigwiderstand N der Schaltung in Ohm**	**Spannung in Millivolt**	**Spannung in Millivolt**
40,42	0,05	2,020	$2,016_5$
100,88	0,05	5,041	5,040
141,23	0,05	7,057	7,057
40,45	0,05 + 0,05	4,043	4,033
100,80	0,05 + 0,05	10,075	10,080
141,52	0,05 + 0,05	14,145	14,147
140,19	0,05 + 0,05	14,012	14,009
40,45	0,1	4,044	4,032
100,87	0,1	10,084	10,080
140,15	0,1	14,011	14,009
141,45	0,1	14,141	14,147
100,83	0,05	5,038	5,040
141,17	0,05	7,054	7,057

Sowohl mit dem Kompensationsapparat als auch mit der neuen Schaltung wurden Spannungsdifferenzen von 2 bis 14 Millivolt gemessen. Man stellte sie dadurch her, dass man einen Akkumulator durch etwa 2000 Ohm eines Präzisions-Widerstandskastens schloss und von 2 bis 14 Ohm abzweigte. In der Schaltung wurden im Widerstandskasten N verschiedene Abzweigwiderstände benutzt, wie in der vorhergehenden Tabelle näher angegeben ist.

Mit Ausnahme der Messungen bei einem Ausschlag von 40 Theilstrichen, wobei nur etwa ein Viertel der gesammten Skalenlänge des Milliamperemeters benutzt wird, sind, wie ersichtlich, die Abweichungen in den Ergebnissen beider Messeinrichtungen geringer als 0,1 %. In der ersten Spalte der obigen Tabelle sind meist vier Ablesungen an derselben Skalenstelle zum Mittel vereinigt, wodurch sich die Angabe der hundertstel Theilstriche rechtfertigt.

Die beschriebene Kompensationsschaltung wird in Laboratorien und, als Kontrolinstrument, in solchen technischen Betrieben gute Dienste leisten können, wo eine grössere Anzahl von Thermoelementen in Verbindung mit geaichten Galvanometern benutzt wird. In der zweiten Abhandlung wird über einige mit ihr angestellte Messungsreihen an Le Chatelier'schen Thermoelementen berichtet werden.

Vergleichsspektroskop für Farbentechniker.

Von

Dr. **C. Pulfrich** in Jena.

Vor zwei Jahren habe ich in *dieser Zeitschr. 18. S. 381. 1898* ein Vergleichsspektroskop für Laboratoriumszwecke (nach Quincke) beschrieben, welches vor anderen Apparaten dieser Art den Vortheil eines bequemen und sicheren Vergleichs der Absorptionsspektren zweier Körper besitzt.

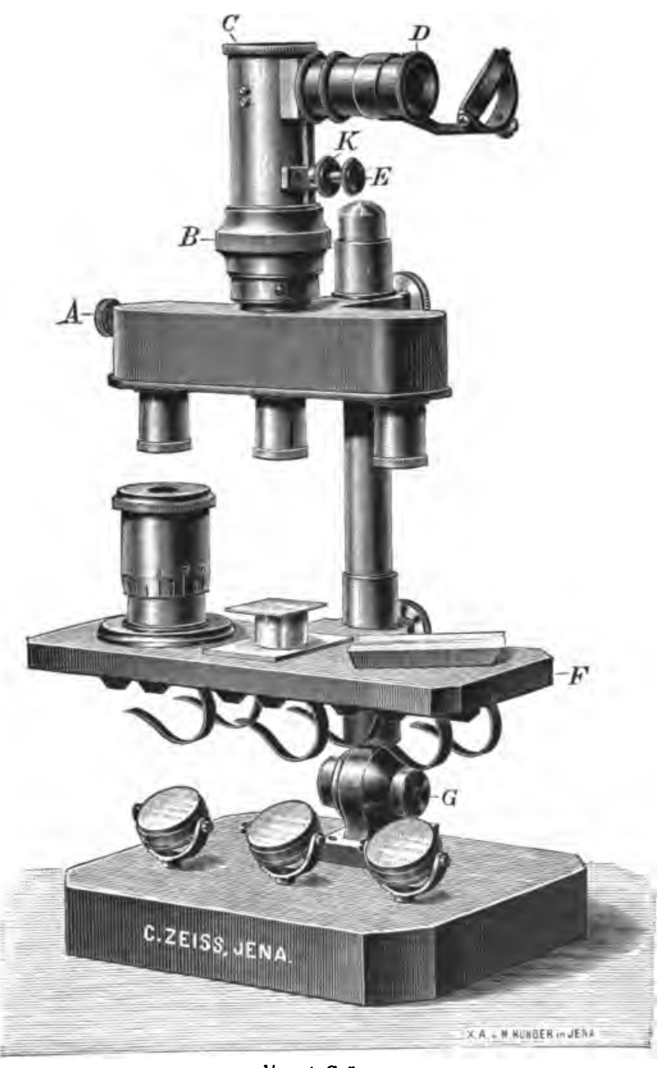
In verschiedenen Zeitschriften ist auf die besonderen Vortheile dieses Instruments für die Zwecke des *Dreifarbendruckes* hingewiesen worden. Andererseits wurde von betheiligter Seite der Firma C. Zeiss der Wunsch nach einem für diese Zwecke noch besser geeigneten Instrument zum Ausdruck gebracht. Es wurde darauf hingewiesen, dass die Young-Helmholtz'sche Theorie der drei Grundempfindungen sowohl den *Farbenphysiologen* als auch den *Farbentechniker im Kunstgewerbe* fortgesetzt vor eine Reihe von Aufgaben stellt, für deren Bearbeitung in vielen Fällen ein Spektroskop mit *drei* unmittelbar nebeneinander liegenden Spektren erwünscht sei. Ganz besonders würden die moderne Dreifarben-Photographie und die Dreifarben-Projektions- bezw. -Druck-Verfahren Nutzen aus der Anwendung eines solchen Instruments ziehen können, indem dasselbe in bequemster und vollkommenster Weise die *gleichzeitige Beobachtung* und die *sachgemässe Abstimmung der drei in Frage kommenden Absorptionen*, z. B. der farbigen Gläser, der Filter- und Färbelösungen u. s. w. ermöglichen würde.

Um diesen Wünschen zu entsprechen, war im Wesentlichen nur nöthig, die beiden zur Beleuchtung der Spalthälften dienenden Reflexionsprismen (P_1 und P_2 der früheren Fig. 2, *a. a. O. S. 382*), abgesehen von den Dimensionsänderungen einzelner Theile des Instruments, in der Längsrichtung des Spaltes um einen gewissen Betrag auseinander zu rücken, sodass der mittlere Theil des Spaltes jetzt für die gerade Durchsicht frei ist.

Für diesen mittleren Theil des Spaltes erfolgt die Lichtzufuhr genau in derselben Weise wie für die beiden durch die Prismen bedeckten Enden des Spaltes durch

eine vertikal unter dem Spalt angebrachte plankonvexe Linse, deren Abstand vom Spalt gleich der Brennweite bemessen ist. Die Linse ist in dem mittleren der drei Rohrstutzen unterhalb des Spaltkopfes (siehe die Figur) angebracht. Die beiden äusseren Rohre sind des symmetrischen Aussehens halber angesetzt worden.

Die Länge des wirksamen Spaltes — die Höhe des Spektrums — ist für alle drei Spektren genau gleich.



1/2 nat. Grösse.

Im Uebrigen hat das Instrument, abgesehen von Dimensionsänderungen genau dieselben Hülfseinrichtungen, Wellenlängenskale u. s. w., wie das frühere. Einige neuerdings an beiden Instrumenten angebrachte Verbesserungen sind die Schraube *K* zur Sicherung der mittels *E* bewirkten Einstellung der Wellenlängenskale und die an der Stellschraube für den Spalt *A* angebrachte Theilung mit Index.

Bezüglich der Handhabung des Apparates kann ebenfalls auf den früheren Aufsatz verwiesen werden. Erwähnenswerth ist noch ein kleiner Handgriff für eine bequeme Einstellung des mittleren der drei Beleuchtungsspiegel: man legt beide Hände rechts und links neben das Instrument und regulirt den Spiegel mit den beiden Daumen gleichzeitig.

Die früher beschriebenen Einzel-Absorptionsgefässe von 1, 5, 10 und 20 *mm* Höhe und das in Fig. 3 (*a. a. O. S. 382*) abgebildete Gefäss mit veränderlicher (0 bis 20 *mm*) und während der Beobachtung genau messbarer Dicke der Flüssigkeitsschicht finden entsprechende Verwendung auch bei dem vorliegenden Instrument. Der Abstand der drei Oeffnungen in der Tischplatte des Spektroskops ist so bemessen, dass bequem drei Gefässe der vorbezeichneten Art nebeneinander Platz haben. Die obige Figur zeigt auf dem Objekttisch des Spektroskops liegend je eins der vorstehend genannten Gefässarten und eine farbige Glasplatte.

Jena, im Oktober 1900.

Referate.

Ueber ein Instrument zur Messung von Zenithdistanzen zenithnaher Sterne.

Von A. Cornu. *Compt. rend.* ***130.*** *S. 1285. 1900.*

Die Einrichtung besteht aus einem horizontal liegenden Fernrohr *F* mit einem Mikrometer *M*, welches einen festen Vertikal- und einen beweglichen Horizontalfaden enthält. Vor dem Objektiv befinden sich zwei senkrecht auf einander stehende Spiegel von der in Fig. 2 dargestellten Form, die zum Theil über einander weggreifen, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist. Die Spiegel lassen sich um die in Fig. 1 angedeutete horizontale Achse *A A* drehen. Darunter befindet sich der Quecksilberspiegel *Q*.

Durch den Zenithspiegel *Z* werden die vom Stern kommenden Strahlen ins Fernrohr reflektirt. Ausser dem direkt gesehenen Bild des Fadenkreuzes erscheinen nun noch zwei

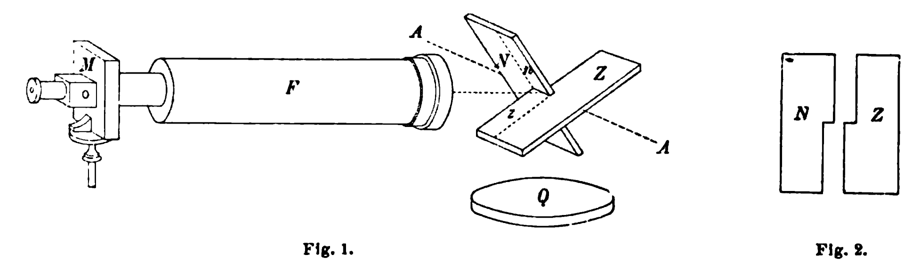


Fig. 1. Fig. 2.

durch Reflexion entstehende Bilder des vom Okular aus beleuchteten Fadenkreuzes im Gesichtsfeld. Eines kommt durch Reflexion am Nadirspiegel *N* und am Quecksilberspiegel *Q* zu Stande, das andere durch Reflexion an den Flächen *n* und *z*. Das erstere zeigt den Vertikal- wie den Horizontalfaden einfach, und zwar wird sich letzterer bei Drehung der Spiegelvorrichtung im Gesichtsfeld auf und ab bewegen. Das andere Bild dagegen zeigt den Vertikalfaden zwar auch einfach, den Horizontalfaden aber nur in dem Fall, wenn beide Spiegel genau senkrecht auf einander stehen, andernfalls doppelt, und zwar stehen die beiden Fadenbilder, wenn die Spiegel um $90^0 \pm \alpha$ gegen einander geneigt sind, um 2α nach oben und nach unten vom direkt gesehenen Horizontalfaden ab. Während also bei einer Drehung des Spiegelsystems das einfache Spiegelbild des Horizontalfadens sich nach oben oder unten verschiebt, je nachdem *N* in eine steilere oder flachere Lage übergeführt wird, bleibt das Doppelbild des Horizontalfadens unverändert an seiner Stelle; oder auch: bei einer Bewegung des Horizontalfadens durch die Mikrometerschraube wandert das vom Quecksilber reflektirte Bild des Fadens nach der entgegengesetzten Richtung, während das durch Reflexion an den beiden Spiegeln entstandene Bild dem Horizontalfaden, ihn eingeschlossen haltend, folgt.

Verf. unterscheidet die beiden Fadenbilder dieses Doppelfadenbildes als Zenith-Nadir-Bild und Nadir-Zenith-Bild, den ersteren Namen für dasjenige benutzend, welches erst am

Zenithspiegel Z und dann am Nadirspiegel N reflektirt worden ist. Für das ganze Instrument schlägt Verf. den Namen Zenith-Nadir-Instrument vor.

Stehen die beiden Spiegel genau senkrecht auf einander und bringt man das dann nur noch vorhandene Quecksilberbild des Fadenkreuzes mit diesem zur Koinzidenz, so giebt das Fadenkreuz den Zenith wie den Nadir an, d. h. ein Stern, der durch die Mitte des Fadenkreuzes geht, steht in diesem Moment im Zenith. Geht er nicht genau durch die Mitte des Fadenkreuzes, so kann man seinen Zenithabstand finden, wenn man den Horizontalfaden von jener Stellung aus mit der Mikrometerschraube bis zur Bisektion des Sternes bewegt, wobei natürlich vorausgesetzt ist, dass man den Werth einer Schraubenumdrehung in Bogenmaass kennt.

Denken wir uns jetzt, nachdem der Horizontalfaden mit seinem Quecksilberbild wieder zum Zusammenfallen gebracht ist, den Spiegel Z um den Winkel α aus seiner Lage gedreht, während der Spiegel N die seinige beibehält, so wird ein im Zenith befindlicher Stern um 2α von dem Horizontalfaden abstehend erscheinen, also um gerade so viel als die Doppelfadenbilder vom Horizontalfaden nach oben und unten abstehen. Das eine dieser Fadenbilder und zwar, wie eine leichte Ueberlegung zeigt, das Nadir-Zenith-Bild wird also immer den Zenith angeben, mögen die Spiegel auch einen von 90 Grad verschiedenen Winkel mit einander bilden, wenn nur das Quecksilberbild mit dem Fadenkreuz zusammenfällt. Um die Zenithdistanz eines im Gesichtsfeld befindlichen Sternes zu messen, wird man daher das durch den Zenith gehende Fadenbild aus jener Stellung mittels der Mikrometerschraube auf den Stern bringen; der Unterschied der beiden Schraubenablesungen, in Bogenmaass ausgedrückt, ist die gesuchte Zenithdistanz.

Den Fehler α wegzuschaffen dürfte sich nicht empfehlen, weil man zu diesem Behufe das direkt gesehene Fadenbild mit dem reflektirten Fadenbild zur Koinzidenz bringen müsste, was wegen des verschiedenen Aussehens der Bilder nicht sehr sicher auszuführen ist. Aus diesem Grunde wird man auch das Quecksilberbild des Horizontalfadens nicht mit dem direkt gesehenen Bild, sondern lieber mit den beiden Fadenbildern des Doppelfadenbildes zum Zusammenfallen bringen und das Mittel aus beiden Einstellungen nehmen.

Verf. bespricht auch die Justirung des Apparates. Den Parallelismus der beiden Spiegel mit der Umdrehungsachse AA prüft man durch senkrechte Reflexion mit Umlegung der Achse in ihren Lagern. Die genäherte rechtwinklige Stellung der Spiegel ist unschwer herzustellen, etwa durch Beobachtung des Pupillenbildes auf der Kante, wo die Spiegel zusammenstossen. Die Horizontalität der Umdrehungsachse kann mit dem Niveau geprüft werden.

Die optische Achse des Fernrohres muss auf der Umdrehungsachse der Spiegel senkrecht stehen, was durch Autokollimation erreicht wird; horizontale Lage der optischen Achse ist dagegen nicht erforderlich. Ob der horizontale Mikrometerfaden genau horizontal ist, erkennt man daran, dass das Doppelfadenbild sonst mit ihm, nachdem die Umdrehungsachse der Spiegel genau horizontirt ist, einen Winkel von doppelter Grösse des Fehlers einschliessen würde.

Nachdem das Instrument so in sich justirt ist, wird es durch azimuthale Verstellung der Platte, auf der es mitsammt der Spiegelvorrichtung und dem Quecksilbergefäss ruht, in den Meridian gebracht; dies geschieht durch Beobachtung eines Sternes, der durch den Spiegel Z ins Fernrohr reflektirt wird. Der Spiegel ist zur Einstellung von Sternen, die vom Zenith weiter ab liegen, mit einem Einstellungskreise versehen.

Zur Bestimmung des Winkelwerthes der Mikrometerschraube dreht man das Fadenkreuz um 90 Grad und beobachtet die Durchgangszeiten eines polnahen Sternes durch den beweglichen Faden für verschiedene Stellungen desselben.

Verf. hat bereits auf der Pariser Sternwarte vorläufige Versuche mit seinem Zenith-Nadir-Instrument gemacht und ist überzeugt, dass dasselbe seinen Zweck vollständig erfüllen wird. Zweifellos ist es sehr gut durchdacht, aber ein schweres Bedenken besteht nach Ansicht des Ref. darin, dass für die Erzeugung des Sternbildes und der reflektirten Fadenkreuzbilder immer verschiedene Partien des Fernrohrobjektivs in Wirksamkeit treten. *Kn.*

Neuer Basisapparat.

Von A. Berget. *Compt. rend.* ***131.*** *S. 407. 1900.*

Der Verf. will die bei der Messung geodätischer Basislinien bisher benutzten Maassstäbe ersetzen durch flache, dünne (somit verhältnissmässig leichte), eiserne Stäbe, die auf Quecksilber schwimmen. Die aufeinanderfolgenden, das Quecksilber enthaltenden Tröge werden durch einen Kautschukschlauch miteinander verbunden, sodass die Oberflächen der beiden schwimmenden Stäbe in einer Ebene liegen; die nothwendige Menge Quecksilber soll „verhältnissmässig" sehr gering sein. Die Thermometer werden in dieses eingetaucht.

Jeder Stab trägt ein nach Höhe, Länge und Breite regulirbares optisches System, bestehend aus Linse und Fadennetz, der Art, dass die Achse des vorderen Stabes in die Verlängerung des hinteren gebracht werden kann; unter diesen Systemen sind eiserne Ansätze von solcher Grösse, dass ihr Auftrieb eine Durchbiegung durch jene aufhebt. Der Abstand der Endstriche benachbarter Stäbe wird durch Mikroskope gemessen, wie bei den anderen gebräuchlichen Apparaten.

Vorläufige Versuche erstreckten sich nur auf das Schwimmen der Stäbe. Die Brauchbarkeit des fertigen Apparates wird sich bei seiner Anwendung im Felde herausstellen.

Sn.

Vergleichung von Platinthermometern mit dem Gasthermometer und eine Bestimmung des Siedepunktes des Schwefels in der Stickstoffskale.

Von J. A. Harker und P. Chappuis. *Phil. Trans.* ***194,*** *A. S. 37. 1900.*

Die Verwendbarkeit des Platin-Widerstandsthermometers zu Temperaturmessungen setzt den Anschluss desselben an das Gasthermometer voraus, der nunmehr durch die vorliegende Arbeit im *Bureau International des Poids et Mesures* zu Sèvres ausgeführt worden ist.

Bezeichnet R_0 den Widerstand einer Platinspirale bei 0°, R_1 ihren Widerstand bei 100°, so kann man für diesen speziellen Platindraht eine Temperaturskale derart definiren, dass, wenn R den Widerstand bei einer Temperatur T^0 nach der Luftthermometerskale bezeichnet, diese Temperatur nach der Skale des Platinthermometers gleich $\frac{R - R_0}{R_1 - R_0} \cdot 100^0$ ist. Für diese Grösse hat Callendar das Symbol pt eingeführt, dessen Werth von der gewählten Platinprobe abhängt. Ferner gilt nach den Untersuchungen Callendar's im Bereiche 0° bis 600° zwischen Platinthermometer und Luftthermometer die Beziehung

$$T - pt = \delta \left[\left(\frac{T}{100} \right)^2 - \frac{T}{100} \right],$$

worin δ eine Konstante bezeichnet, die von einem Draht zum anderen variirt und für den von Callendar benutzten Draht den Werth 1,57 hatte.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war nun eine doppelte; einmal musste die Formel ihrem allgemeinen Bau nach verifizirt werden, andererseits musste man ein Mittel gewinnen, für einen beliebigen Draht in einfacher Weise die charakteristische Konstante δ zu ermitteln.

Der erste Theil der Aufgabe wurde durch direkte Vergleichung des Platinthermometers mit bekannten Etalons gelöst. Als solche dienten bis + 80° gut untersuchte Quecksilberthermometer aus *verre dur*, welche an das Wasserstoffthermometer angeschlossen waren. Die Vergleichungen oberhalb dieser Temperatur sollten ursprünglich mit dem Wasserstoffthermometer selbst ausgeführt werden, was auch bis 180° gute Resultate ergab. Oberhalb dieser Temperatur zeigte sich jedoch eine dauernde Abnahme der Wasserstofffüllung, die nur durch eine Absorption des Wasserstoffs durch die Wandungen des aus *verre dur* hergestellten Thermometergefässes erklärt und auf eine Reduktion der im Glase enthaltenen Sulfate zurückgeführt werden konnte. Man entschloss sich deshalb an Stelle des Wasserstoffs zur Füllung des Thermometers Stickstoff zu verwenden, wobei sich diese Uebel-

stände nicht zeigten. Später wurde zum Thermometergefäss Berliner Porzellan verwendet, dessen Ausdehnung gesondert ermittelt und als durch die Formel

$$V_t = V_0 (1 + 0{,}000007593 06\, t + 0{,}000000013750\, t^2)$$

darstellbar gefunden wurde.

Die beiden benutzten Platinthermometer $K\,8$ und $K\,9$ waren derart abgeglichen, dass die Widerstandsänderung zwischen 0° und 100° gerade 1 Ohm betrug. Eispunkte und Siedepunkte wurden in gewöhnlicher Weise unter geringer Modifikation der für die gleichen Bestimmungen am Quecksilberthermometer üblichen Apparate bestimmt. Die Vergleichung mit den Etalons erfolgte bis 80° im Wasserbade, zwischen 80° und 200° in Oel, über 200° bis 460° in einem Gemisch von Kali- und Natronsalpeter. An 150 verschiedenen Punkten wurden Messungen ausgeführt, wobei an jedem Instrument eine Reihe von Ablesungen gemacht wurden.

Um nun auch den zweiten Theil der Aufgabe zu lösen, d. h. ein Mittel zu gewinnen, für einen beliebigen Draht in bequemer Weise die Konstante δ zu ermitteln, griffen die Verf. auf den Vorschlag Callendar's zurück, den Siedepunkt des Schwefels als dritten Fixpunkt neben dem Eis- und Siedepunkt für das Platinthermometer zu benutzen. Um diesen Vorschlag zu realisiren war einmal nöthig, das Platinthermometer im Schwefeldampfe mit dem Stickstoffthermometer zu vergleichen, und ferner gleichzeitig die Temperatur des Schwefeldampfes mit dem Stickstoffthermometer absolut zu messen.

Bei der praktischen Ausführung dieses Theiles ihrer Aufgabe gingen die Verf. mit grosser Sorgfalt vor. Insonderheit suchten sie die Fehlerquelle, welche Regnault einen zu hohen Werth (448,3°) ergeben hatte, nämlich die nicht genügende Sicherung des Luftthermometers gegen die Strahlung der Wände durch Zwischenschaltung von Asbesthüllen zu vermeiden, welche zwar dem Schwefeldampf freien Zutritt zum Thermometergefäss gestatteten, den kondensirten Schwefeldampf dagegen abhielten.

Die Bestimmungen ergaben folgende Werthe für die Siedetemperatur des Schwefels:

1. Reihe	$K\,9$ und Glasgefäss für das Luftthermometer	$T_s =$	445,27°
2. „	$K\,9$ „ Porzellangefäss für das Luftthermometer	„	445,26
3. „	$K\,8$ „ „ „ „ „	„	445,29
		Mittel	445,27°.

Diesem Werth steht der von Callendar und Griffiths gefundene Werth von 444,53° gegenüber. Die 0,7° betragende Differenz braucht noch nicht auf Versuchsfehler in der einen oder anderen Bestimmung zurückgeführt zu werden. Vielleicht genügt, wie die Verf. hervorheben, zu ihrer Erklärung der Umstand, dass die vorliegenden Messungen in der Skale des Stickstoffthermometers mit konstantem Volumen (Anfangsdruck 528 *mm*) ausgedrückt sind, während Callendar und Griffiths den Siedepunkt des Schwefels in der Skale des Luftthermometers mit konstantem Druck (Anfangsdruck 760 *mm*) ermittelten. Ob dieser Umstand zur Erklärung ausreicht, lässt sich z. Z. noch nicht übersehen; jedenfalls geben Callendar und Griffiths an, dass sie bei einigen Versuchen mit dem Luftthermometer mit konstantem Volumen einen um etwa $\frac{1}{2}$° höheren Werth für den Siedepunkt des Schwefels gefunden haben.

Berechnet man nun aus dem von den Verf. gefundenen Siedepunkt des Schwefels 445,27° das δ für die benutzten Platinthermometer, so fand man für $K\,8$ $\delta = 1{,}5435$, für $K\,9$ $\delta = 1{,}5472$, sowie endlich für ein drittes in höheren Temperaturen benutztes Platinthermometer $K\,2$ $\delta = 1{,}554$.

Die Einführung dieser Werthe von δ in die Eingangs mitgetheilte Formel ergab dann eine gute Darstellung der Vergleichungen des Platinthermometers indirekt und direkt mit dem Wasserstoff- und Stickstoffthermometer im ganzen Beobachtungsintervall innerhalb enger Grenzen, welche unter 100° meist nur wenige tausendstel Grad betrugen und über 100° nur auf wenige zehntel Grade anstiegen. Damit ist nicht nur die Brauchbarkeit des Platinthermometers überhaupt, sondern auch die Brauchbarkeit des Siedepunktes des Schwefels als dritter Fixpunkt erwiesen. *Schl.*

Bemerkungen über das Gasthermometer.

Von P. Chappuis. *Phil. Mag.* (5) **50.** *S. 433. 1900.*

Die vorliegende Arbeit schliesst sich eng an diejenige von Harker und Chappuis an, über welche im vorstehenden Referat berichtet ist. Der Siedepunkt des Schwefels, dessen Bedeutung darin liegt, dass er als Fixpunkt für die Platin-Widerstandsthermometer zu benutzen ist, hatte dort in der Skale des Stickstoffthermometers bestimmt werden müssen, weil sich bei dem gewählten Material des Luftthermometergefässes Wasserstoff als thermometrische Flüssigkeit nicht eignete. Es tritt nun die Frage auf, wie weit beim Siedepunkt des Schwefels die Angaben des Stickstoffthermometers von denen des Wasserstoffthermometers, das als normale Temperaturskale gilt, verschieden sind. Verf. sucht dies auf rechnerischem Wege zu ermitteln und zwar geht er dabei in der Weise vor, dass er zunächst aus den direkten Vergleichungen des Stickstoff- mit dem Wasserstoff-Thermometer unter 100° die Ausdehnung des Stickstoffs zu

$$0{,}00367698 - 7{,}826746 \cdot 10^{-8}\, t + 4{,}780076 \cdot 10^{-10}\, t^2$$

berechnet, hieraus einen wahrscheinlichsten Werth 0,00367380 bildet, welcher den Ausdehnungskoeffizienten bei etwa 100° repräsentirt, wo sich Stickstoff bereits in höherem Maasse wie ein vollkommenes Gas verhält als bei 0°. Rechnet man mit diesem Werthe rückwärts, wie wenn Stickstoff sich wie ein vollkommenes Gas verhielte, so wird man anstatt auf einen Anfangsdruck des Gases von 1000 *mm* Quecksilber, wie er der Definition der normalen (Wasserstoff-)Skale zu Grunde liegt, auf einen solchen von 1000,063 *mm* geführt. Mit Benutzung dieses Werthes ergeben sich dann folgende Differenzen der benutzten minus der normalen Temperaturskale für $P_0 = 1\ m$

bei	100°	0,000°
	150°	— 0,008
	200°	— 0,017
	250°	— 0,026
	300°	— 0,034
	350°	— 0,043
	400°	— 0,051
	450°	— 0,060
	500°	— 0,068.

Hiernach würde es scheinen, als ob die vom Gasthermometer mit konstantem Volumen angegebenen Drucke stets etwas zu niedrig wären, indessen sind die Fehler klein und wahrscheinlich kleiner als die aus anderen Quellen herrührenden. Andererseits bemerkt Verf., dass bei den Vergleichungen des Platinthermometers mit dem Stickstoffthermometer der Anfangsdruck stets kleiner als 1 Meter war (zwischen 100° und 200°: 793 *mm*, zwischen 250° und 500° stets kleiner als 550 *mm*). Unter diesen Umständen vermindern sich die systematischen Abweichungen der Stickstoffskale von der normalen wahrscheinlich im selben Verhältniss, wie die Anfangsdrucke. Sie werden somit bei Temperaturmessungen nahe dem Siedepunkt des Schwefels kleiner sein als 0,04°.

Der weitere Theil der Arbeit ist der Diskussion der Abweichung des vom Verf. in Gemeinschaft mit Harker für den Siedepunkt des Schwefels gefundenen Werthes 445,2° von dem von Callendar und Griffiths gefundenen 444,53° gewidmet.

Als Fehlerquellen der Bestimmungen von Callendar und Griffiths giebt Verf. an:

1. Die Skale des Stickstoffthermometers mit konstantem Druck, wie es Callendar und Griffiths benutzten, weicht mehr von der normalen Temperaturskale ab, als diejenige des Thermometers mit konstantem Volumen und zwar nach Untersuchungen im *Bureau International* um das Doppelte. Hieraus würde sich 0,1° erklären.

2. Als Ausdehnungskoeffizient der Luft bei konstantem Druck nahmen Callendar und Griffiths auf Grund eigener Versuche den Werth 0,0036749 an, dem der Werth von Regnault 0,0036700 und derjenige von Chappuis selbst 0,0036708 gegenüberstehen. Unter

Benutzung des letzten Werthes würde sich aus den Beobachtungen von Callendar und Griffiths der Siedepunkt des Schwefels zu 445,0° anstatt 444,5° berechnen.

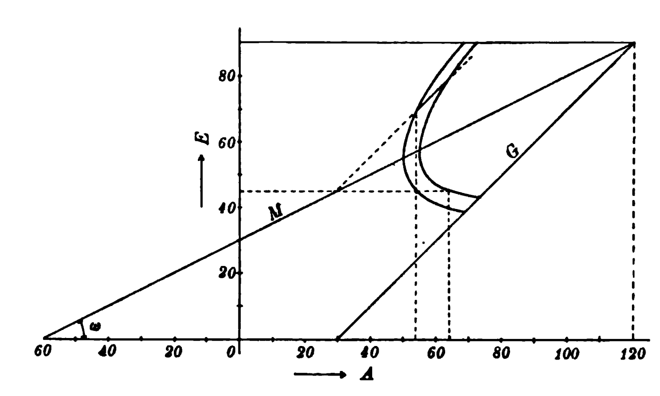
3. Die Grundlage für die Bestimmung der Konstanten ihres Gasthermometers, soweit sie die Ausdehnung des Gefässes betreffen, sind bei Callendar und Griffiths nicht einwandfrei. Chappuis hebt hervor, dass es nicht erlaubt ist, Ausdehnungskoeffizienten, die nach der Fizeau'schen Methode zwischen 0° und 100° gefunden sind, bis 450° zu extrapoliren, ferner dass die linearen Ausdehnungsmessungen an Porzellan, die über das ganze benutzte Temperaturintervall reichen, nach den neuerlichen Veröffentlichungen von Bedford, der nach der Methode von Callendar arbeitete, dadurch gefälscht sind, dass das Porzellanrohr glasirt und die Theilung des Rohres nicht auf der neutralen Schicht, sondern 8 *mm* von dieser entfernt angebracht war. Endlich bemerkt Chappuis die interessante Thatsache, dass, als er ein Stück der von Bedford benutzten Porzellanröhre, deren Oeffnung exzentrisch gelegen war, im Fizeau'schen Apparat untersuchte, sich der dickere Theil des Rohres bei Erwärmung weniger als der dünnere ausdehnte, sodass also bei Erwärmung des Thermometergefässes schon aus diesem Grunde eine stärkere Deformation auftreten konnte.

Chappuis glaubt auf Grund dieser Diskussion dem von ihm und Harker gefundenen Werthe für den Siedepunkt des Schwefels den Vorzug geben zu sollen. *Schl.*

Ueber einige Folgerungen aus den Prismenformeln.

Von A. de Gramont. *Compt. rend.* ***130.*** *S. 403. 1900.*

Der Verf. giebt eine graphische Darstellung der Ablenkung der Lichtstrahlen durch ein Prisma von 60° bei verschiedenem Eintrittswinkel und verschiedenem Brechungsexponenten. Als Abszissen sind die Ablenkungen A, als Ordinaten die Eintritts- (bezw. Austrittswinkel) E in Grad aufgetragen.



Für jeden Brechungsexponenten erhält man so eine besondere Kurve. Die Punkte, welche der Minimalablenkung entsprechen, liegen auf einer Geraden M, welche die Abszissenachse in einem Punkt schneidet, dessen negative Abszisse gleich dem brechenden Winkel des Prismas ist und mit dieser Achse einen Winkel ω bildet, dessen Tangente gleich $^1/_2$ ist. Auf dieser Geraden liegen auch die Mittelpunkte aller zur Ordinatenachse parallelen Sehnen der Kurven. Die einer Abszisse entsprechenden beiden Ordinaten sind die zusammengehörigen Ein- und Austrittswinkel. Ist einer der letzteren konstant (durch eine zur Abszissenachse parallele Gerade dargestellt), so sind die zugehörigen Aus- bezw. Eintrittswinkel durch die Ordinaten der Punkte einer unter 45° geneigten Geraden gegeben; die beiden Geraden schneiden sich auf der Geraden der Minimalablenkung. Dem streifenden Ein- bezw. Austritt entspricht die unter 45° geneigte Gerade G des Grenzdurchgangs. *A. K.*

Photographischer Apparat für Momentaufnahmen.

Von G. Sigrist. *Compt. rend.* ***130.*** *S. 82. 1900.*

Der von Stolze erfundene, hinsichtlich der Konstruktion von Anschütz, Roquette u. A. vervollkommnete Momentverschluss, bei dem ein Schlitz unmittelbar vor der photographischen Platte vorbeigleitet, wird auch vom Verf. angewandt, ohne dass seine Einrichtung etwas Eigenartiges gegenüber der der deutschen Erfinder zeigte, deren Versuche er, wie es scheint, nicht bemerkt hat. *A. K.*

Photographische Aufnahmen der Newton'schen Farbenringe.

Von P. Czermak. *Eder's Jahrb. f. Photographie* **14.** *S. 121. 1900.*

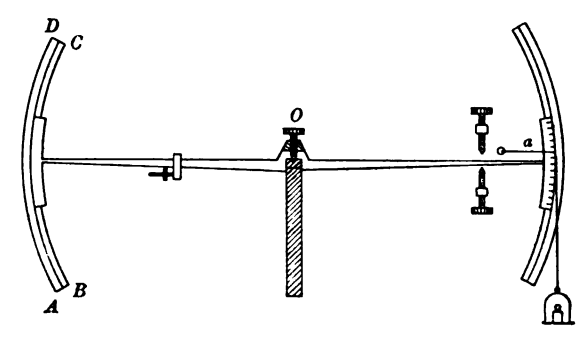
Nach einer Einleitung über die historische Bedeutung der Newton'schen Farbenringe und einer Erläuterung ihrer Entstehung wird die Porter'sche Versuchsanordnung[1]) beschrieben. Das Wesentliche derselben ist die Beleuchtung der Gläserkombination durch einen breiten Spalt. Während dieser selbst nur eine schmale Zone der Newton'schen Ringe beleuchtet, lagern sich daneben einfach durch Spiegelung in den beiden Begrenzungsflächen des oberen Glases eine ganze Reihe von Spaltbildern. Durch Aenderung der Spaltbreite kann man es errreichen, dass die Beleuchtungsstreifen an einander stossen und so das ganze System beleuchtet ist. Die wiederholten Spiegelbilder werden natürlich ziemlich rasch lichtschwächer. Porter hat diese streifenförmige Erscheinung photographirt, und zwar exponirte er auf den Streifen des direkten Systems 10 Minuten, auf das erste Spiegelbild 60 Minuten und auf das zweite 240 Minuten. *H. K.*

Apparat zur Messung der Intensität eines magnetischen Feldes.

Von A. Cotton. *Journ. de phys.* (3) **9.** *S. 383. 1900.*

Die Methode Cotton's besteht darin, dass er mittels einer Waage die Kraft misst, die das magnetische Feld $\mathfrak{H}$ auf einen vom Strom i durchflossenen Leiter von der Länge l ausübt. Wird der Strom in Ampere gemessen, so beträgt diese Kraft $f = \frac{\mathfrak{H}\, l i}{10\, g}$ Gramm, wo unter g die Schwerebeschleunigung (*C.G.S.*-Einheiten) zu verstehen ist. Folglich ist $\mathfrak{H} = \frac{10 f g}{l i}$.

Der Apparat Cotton's (vgl. die Figur) besteht in einem Waagebalken, an dessen einem Ende eine kreisförmig gebogene Spule *ABCD* befestigt ist; der Mittelpunkt dieses Kreises liegt in der Drehungsachse *O* der Waage. *AB* ist das Leiterstück, welches in das zu untersuchende magnetische Feld gebracht wird; letzteres ist senkrecht zur Zeichenebene gerichtet zu denken. Auf *AB* wird somit eine Kraft ausgeübt, die stets auf der Richtung des Hebelarmes *OA* senkrecht steht. Die Kräfte, welche auf die Kreisbögen *AD* und *BC* ausgeübt werden, sind nach dem Drehpunkt *O* gerichtet, wirken also auf die Einstellung der Waage nicht ein; die Bögen müssen so lang sein, dass sich das Leiterstück *CD* ausserhalb des magnetischen Feldes befindet. Die Zuleitung des Stromes erfolgt durch zwei Quecksilbernäpfe, die in der Achse *O* liegen; die Leitungen sind längs des Waagebalkens geführt und enden in zwei Platinspitzen, die in das Quecksilber tauchen.



Am anderen Ende des Waagebalkens ist ein Kreissegment von derselben Grösse wie *ABCD* befestigt; über den Rand desselben ist eine Schnur gelegt, an der die Waagschale hängt. Ist das Gleichgewicht der Waage hergestellt, so erregt man zuerst das Feld $\mathfrak{H}$, ohne durch *ABCD* einen Strom zu schicken, um eventuell auftretende Kräfte, die durch den Magnetismus oder Diamagnetismus der im Magnetfelde befindlichen Körper hervorgerufen werden, eliminiren zu können. Alsdann schickt man entweder einen konstanten Strom von gemessener Stärke durch *ABCD* und bestimmt die Gewichtsänderung, die zur Herstellung des Gleichgewichtes nothwendig ist, oder man legt ein konstantes Gewicht zu und sucht denjenigen Strom, der die Waage wieder in ihre Nulllage zurückführt. Hat man nur relative Messungen auszuführen, so braucht man die Länge *AB* nicht zu kennen. *E. O.*

[1]) *Phil. Mag.* **46.** *S. 245. 1898.*

Abschwächung des Einflusses industrieller Erdströme auf das Erdfeld in magnetischen Observatorien.

Von Th. Moureaux. *Compt. rend.* **131.** *S. 337. 1900.*

Zur Erreichung des erwähnten Zieles empfiehlt der Verf., als Magnetnadeln stark magnetisirte Stäbe von quadratischem oder rechteckigem Querschnitt zu verwenden, deren Trägheitsmoment durch ein geeignetes Kupferstück beträchtlich vermehrt ist, und die Magnete unmittelbar über einer dämpfenden Kupferplatte aufzuhängen. Hierdurch wurden bei den mit Unfilar- und Bifilar-Instrumenten ausgeführten Versuchen des Verf. die Einwirkungen des erdmagnetischen Feldes nicht beeinträchtigt, dagegen diejenigen der rasch wechselnden vagabundirenden Ströme auf ungefähr den zehnten Theil herabgesetzt, sodass der Verlauf der aufgenommenen Kurven rein hervortrat und die Kurven selbst nur etwas verdickt erschienen. *Glch.*

Neuere Untersuchungen über Normalelemente.

1) Th. Wulf, Beobachtungen an geschlossenen Clark'schen Normalelementen. *Sitzungsber. d. Akad. d. Wiss., Wien* **106,** *IIa. S. 562. 1897.* — 2) H. L. Callendar u. H. T. Barnes, Ueber eine einfache Modifikation der *Board of Trade*-Form des Normalelements von Clark. *The Electrician* **39.** *S. 638. 1897.* — 3) Dieselben, Ueber die Veränderung der elektromotorischen Kraft verschiedener Formen von Normal-Clark-Elementen mit der Temperatur und der Konzentration der Lösung. *Proc. Roy. Soc., London* **62.** *S. 117. 1897.* — 4) F. Mylius u. F. Funk, Ueber die Hydrate des Kadmiumsulfats. *Ber. d. Deutsch. chem. Ges.* **30.** *S. 824. 1897.* — 5) K. Feussner, Die Ziele der neueren elektrotechnischen Arbeiten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. *Voit's Samml. elektrot. Vorträge* **1.** *3. Heft. S. 135. 1897.* — 6) Mac Intosh, Normalelemente. *Journ. of phys. chem.* **2.** *S. 185. 1898.* — 7) W. Jaeger, Notiz über die Herstellung des Kadmium-Normalelements. *Elektrotechn. Zeitschr.* **18.** *S. 647. 1897.* — 8) J. Klemenčič, Bemerkung über den inneren Widerstand der Normalelemente. *Wied. Ann.* **65.** *S. 917. 1898.* — 9) Derselbe, Ueber den inneren Widerstand des Weston-Elementes. *Ann. d. Physik (4)* **2.** *S. 848. 1900.* — 10) K. Kahle, Bemerkung zu einer Arbeit der Herren Callendar u. Barnes über Clark-Elemente. *Wied. Ann.* **64.** *S. 92. 1898.* — 11) A. Pérot u. Ch. Fabry, Messung der elektromotorischen Kraft des Normalelements von Clark bei 0° in intern. Volt mittels des Silbervoltameters. *Ann. de chim. et de phys. (7)* **13.** *S. 427. 1898.* — 12) Ph. Kohnstamm u. E. Cohen, Physikalisch-chemische Studien am Normalelement von Weston. *Wied. Ann.* **65.** *S. 344. 1898.* — 13) E. Cohen, Ueber eine neue (vierte) Art Umwandlungselemente. *Zeitschr. f. phys. Chem.* **25.** *S. 300. 1898.* — 14) W. Jaeger, Das elektromotorische Verhalten von Kadmiumamalgam verschiedener Zusammensetzung. *Wied. Ann.* **65.** *S. 106. 1898.* — 15) J. Blondin, Ueber das Kadmium-Normalelement. *L'éclairage électr.* **20.** *S. 98 u. S. 239. 1899.* — 16) J. Henderson, Kadmium-Normalelemente. *Phil. Mag.* **48.** *S. 152. 1899.* — 17) H. S. Carhart u. K. E. Guthe, Eine absolute Bestimmung der elektromotorischen Kraft des Clark'schen Normalelements. *Phys. Rev.* **9.** *S. 288. 1899.* — 18) E. Cohen, Zur Kenntniss des inneren Widerstandes der Normalelemente. *Zeitschr. f. phys. Chem.* **28.** *S. 723. 1899.* — 19) Derselbe, Eine neue Methode zur Bestimmung von Umwandlungstemperaturen. Anwendung auf das Studium der Daniell'schen Kette. *Zeitschr. f. phys. Chem.* **31.** *S. 164. 1899.* — 20) Derselbe, Theorie des Umwandlungselements dritter Art (1. Mittheilung). *Zeitschr. f. phys. Chem.* **34.** *S. 179. 1900.* — 21) H. T. Barnes, Ueber die Umwandlung des Hepta- und Hexahydrats des Zinksulfats im Clark-Element. *Journ. of phys. chem.* **4.** *S. 1. 1900.* — 22) W. Jaeger, Ueber Normalelemente. *Centralbl. f. Accumulatoren- u. Elementenkunde* **1.** *S. 3, 28, 51, 73, 89. 1900.* — 23) A. P. Trotter, Ueber die kleinen Aenderungen des Clark-Elements. *Proc. phys. Soc., London* **16.** *S. 496. 1899; Beiblätter zu Wied. Ann.* **24.** *S. 508. 1900.* — 24) E. Cohen, Zur Thermodynamik der Normalelemente (1. u. 2. Mittheilung). *Zeitschr. f. phys. Chem.* **34.** *S. 62 u. S. 612. 1900.* — 25) W. Marek, Elektromotorische Kraft des Clark- und Weston-Elementes. *Ann. d. Physik (4)* **1.** *S. 617. 1900.* — 26) E. Cohen, Elektromotorische Kraft des Weston-

Elements. Bemerkung zu einer Arbeit des Herrn W. Marek. *Ann. d. Physik (4)* **2.** *S. 863. 1900.* — 27) Derselbe, Die Metastabilität des Weston-Kadmium-Elements und dessen Unbrauchbarkeit als Normalelement. *Zeitschr. f. phys. Chem.* **34.** *S. 621. 1900.* — 28) W. Jaeger u. St. Lindeck, Ueber das Weston'sche Kadmium-Element. Erwiderung auf eine Bemerkung des Herrn Cohen. *Ann. d. Physik (4)* **3.** *S. 366. 1900.* — 29) Dieselben, Ueber das Weston'sche Kadmium-Element. Bemerkung zu einer Veröffentlichung des Herrn Cohen. *Zeitschr. f. phys. Chem.* **35.** *S. 98. 1900.* — 30) Gouy, Bericht über Normalelemente, erstattet dem Physikerkongress, Paris 1900. — 31) H. T. Barnes, Eine hermetisch verschlossene Form des Clark'schen Normal-Elementes. *Phys. Rev.* **10.** *S. 268. 1900.*

Im Anschluss an frühere Veröffentlichungen über Normalelemente (Clark- und Kadmium-Elemente) in dieser Zeitschrift[1]) soll im Folgenden eine Uebersicht über die neueren Arbeiten, welche die Normalelemente und damit im Zusammenhang stehende Gebiete betreffen, gegeben werden.

A. *Formen der Elemente.* Vom Clark'schen Normalelement existiren jetzt im Wesentlichen drei Typen (22), a) die vorwiegend in England gebräuchliche sogenannte *Board of Trade* (*B.O.T.*)-Form, bei der sich beide Elektroden in einem einfachen zylindrischen Gefäss übereinander befinden (das Zink oben in Stabform); b) die von Rayleigh vorgeschlagene H-Form und ihre Modifikation von Kahle, die A-Form; c) die von Feussner (5) angegebene transportabele Form mit Thonzelle (analog dem Daniell'schen Element).

Die Clark-Elemente und zwar besonders in der *B.O.T.*-Form zeigen bekanntlich mitunter eine beträchtliche Hysteresis (3, 34, 42), welche dadurch verursacht wird, dass es eine gewisse Zeit dauert, bis nach Temperaturänderungen der normale Sättigungszustand der Zinksulfatlösung, der stark mit der Temperatur variirt, erreicht ist; bei der *B.O.T.*-Form kommt noch hinzu, dass sich zeitweise nur ein Theil des Zinkstabes in gesättigter Lösung befindet. Diesem Uebelstand bei der *B.O.T*-Form suchten Callendar und Barnes (2) dadurch abzuhelfen, dass sie die Elemente ganz mit Krystallen anfüllen; sie geben dieser Modifikation den Namen „*B.O.T.-crystal-cell*". Es bleibt dann nur noch diejenige Hysteresis übrig, welche auch bei den übrigen Formen auftritt; nach Angabe der Verf. sollen sich diese Elemente sehr bewähren (3). Die von ihnen für erreichbar gehaltene Uebereinstimmung der verschiedenen Elemente bis auf einige Hunderttausendtel wird von Kahle (10) angezweifelt. Neuerdings beschreibt Barnes (31) noch eine besondere Form der „*crystal-cell*", welche durch Zuschmelzen des Glasgefässes hermetisch verschlossen ist.

Die Weston'schen Kadmium-Elemente sind im Handel nur in der von der *European Weston Electrical Instrument Co.* in Berlin hergestellten Form vorhanden, da dieser Firma der alleinige Vertrieb der Elemente durch Patent geschützt ist. Diese H-förmigen Elemente enthalten eine bei 4° gesättigte, also bei Zimmertemperatur verdünnte Lösung von Kadmiumsulfat und ein Kadmiumamalgam mit 12,7 % Kadmium (22). Die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt studirten, ebenfalls H-förmigen Kadmiumelemente enthalten dagegen eine gesättigte Lösung von Kadmiumsulfat mit überschüssigen Krystallen und ein etwas konzentrirteres Amalgam (ursprünglich 14,3 %, neuerdings etwa 13 %). Von Henderson (16) ist für das Kadmium-Element eine Form vorgeschlagen worden, welche der „*crystal-cell*" von Callendar und Barnes analog ist. Auf dem Boden eines zylindrischen Gefässes befindet sich Quecksilber, darüber die Paste (vgl. z. B. (7)), auf dieser eine dicke Schicht

[1]) Die in dieser Zeitschrift enthaltenen Veröffentlichungen über Normalelemente sind: a) *Abhandlungen*: St. Lindeck: 32) **12.** *S. 12. 1892;* — 33) **12.** *S. 17. 1892.* — K. Kahle: 34) **12.** *S. 117. 1892;* — 35) **13.** *S. 191. 1893;* — 36) **13.** *S. 293. 1893;* — 37) **17.** *S. 97. 1897;* — 38) **18.** *S. 229. 1898.* — W. Jaeger u. K. Kahle: 39) **18.** *S. 161. 1898.* — Vgl. ferner die Thätigkeitsberichte der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in dieser Zeitschrift vom Jahre 1894 ab. — b) *Referate*: 40) W. Jaeger u. R. Wachsmuth, **14.** *S. 408. 1894.* — 41) W. Jaeger, **18.** *S. 289. 1898.* — 42) F. S. Spiers, F. Twyman u. W. L. Waters, **18.** *S. 322. 1898.* — 43) S. N. Taylor, **19.** *S. 89. 1899.* — Die einzelnen Arbeiten der obigen Literatur-Zusammenstellung und dieser Fussnote werden durch Angabe der Nummer in Klammern zitirt.

durchfeuchteter Krystalle von Kadmiumsulfat und oben das Kadmiumamalgam (die Anwendung eines amalgamirten Kadmiumstabes ist nicht zulässig, vgl. später). Eine umgekehrte Anordnung ist in der Reichsanstalt verwandt worden (vgl. [illegible]), um Kadmium-Elemente mit geringem Widerstand herzustellen. Diese Elemente sind analog einer von Kahle beim Clark-Element benutzten Form (diese Ztschr. 13. S. [illegible]) zusammengesetzt. Das Amalgam befindet sich auf dem Boden eines zylindrischen Gefässes von etwa [illegible] cm Durchmesser, darüber eine Schicht Krystalle von Kadmiumsulfat. Den positiven Pol bildet ein amalgamirtes Platinblech, das von der zu oberst befindlichen Paste umgeben wird.

[illegible] Beim Clark-Element ist bekanntlich die elektromotorische Kraft fast unabhängig davon, ob als negativer Pol reines oder amalgamirtes Zink oder auch Zinkamalgam angewandt wird und zwar bis zu recht verdünnten Amalgamen herunter (vgl. [illegible] 25. S. [illegible]). Das Kadmiumamalgam verhält sich dagegen wesentlich anders. Bei einer näheren Untersuchung des elektromotorischen Verhaltens [illegible] dass nur Amalgame von etwa [illegible] bis [illegible] das gleiche elektromotorische Verhalten zeigen, während reines Kadmium bei Zimmertemperatur um etwa [illegible] Volt negativer ist als diese Amalgame. Die Spannung des amalgamirten Kadmiums [illegible]

[illegible]

schiedene Weise bestimmt worden, auf dilatometrischem Wege (E. Cohen) zu 38,5°, durch Löslichkeitsbestimmungen des Zinksulfats (Callendar und Barnes (3)) zu 39,9°, durch Widerstandsbestimmung der Lösung von Zinksulfat (Cohen (19)) zu 39,0°, sodass man also 39° als Umwandlungstemperatur annehmen kann. Die Umwandlungserscheinung beim Clark-Element ist später auch von Barnes (21) eingehend untersucht worden. Er fand für

1. das stabile Element $E_t = E_{39} - 0{,}001635\,(t - 39^\circ) - 0{,}000014\,(t - 39^\circ)^2$ int. Volt
2. „ metastabile Element $E_t = E_{39} - 0{,}001000\,(t - 39^\circ) - 0{,}000007\,(t - 39^\circ)^2$ „ „ .

Diese Formeln geben fast dieselben Zahlen für die Aenderung der Elemente mit der Temperatur und für die Differenz der E.M.K. beider Elemente, wie die oben angegebenen. Auch die Kadmiumelemente zeigen zum Theil in der Nähe von 0° Unregelmässigkeiten (Jaeger und Wachsmuth (40)), die auf ähnliche Umwandlungen schliessen lassen, doch sind hier die Erscheinungen nicht so regelmässig und noch nicht hinreichend erklärt. Nach den Untersuchungen über die Löslichkeit des Kadmiumsulfats ($CdSO_4$, $^8/_3 H_2O$) durch Kohnstamm und Cohen (12) hat die Löslichkeitskurve dieses Salzes bei 15° einen allerdings nur sehr wenig ausgesprochenen Knick; auch durch dilatometrische Messung ist die Umwandlung von den Verf. konstatirt worden. Bei der Umwandlung entsteht aber nicht ein anderes Hydrat, sondern eine andere Modifikation desselben Hydrats. Es ist indessen nicht, wie beim Zinksulfat, gelungen, das Verhalten des stabilen und metastabilen Salzes unterhalb der Umwandlungstemperatur zu verfolgen. Das Kadmium-Element scheint noch eine andere Umwandlung in Folge der oben schon erwähnten Veränderung des Kadmiumamalgams (wenigstens des 14,3 %-igen) bei tiefer Temperatur zu erleiden, worauf Cohen hingewiesen hat ((27), vgl. später); vielleicht ist dies auch die einzige Ursache der Unregelmässigkeiten beim Kadmium-Element mit 14,3 %-igem Amalgam, da die Löslichkeitsänderung des Kadmiumsulfats nur sehr gering ist.

Im Zusammenhang mit den Umwandlungserscheinungen bei den Elementen, welche für den praktischen Gebrauch derselben von grosser Wichtigkeit sind, ist die Löslichkeit der verschiedenen in Betracht kommenden Salze sorgfältig neu bestimmt worden und zwar für die beiden Hydrate des Zinksulfats (bis 0° herunter) in guter Uebereinstimmung von Callendar und Barnes (3) und von Cohen (20), und für das Kadmiumsulfat, das übrigens in der Nähe von 70° durch Verlust von Wasser ebenfalls eine Umwandlung erfährt, von Mylius und Funk (4) und von Kohnstamm und Cohen (12), ebenfalls in guter Uebereinstimmung. Es sei an dieser Stelle bemerkt, dass die früheren Löslichkeitsbestimmungen von Poggiale und Anderen, besonders auch die neueren von Étard, die in den Tabellen von Landolt-Börnstein enthalten sind, zum Theil ganz erheblich von diesen Messungen abweichen. Die Löslichkeit des Kadmiumsulfats ist zwischen 0° und etwa 20° sehr wenig mit der Temperatur veränderlich, was für den praktischen Gebrauch der Kadmium-Elemente mit gesättigter Lösung ein nicht zu unterschätzender Vortheil ist.

D. *Innerer Widerstand der Elemente.* Die von Wulf (1), Klemenčič (8, 9) und Anderen gefundenen Aenderungen des inneren Widerstandes von Normalelementen mit der Temperatur lassen sich nach Cohen (18) leicht durch die Anwesenheit der Krystalle erklären; der Widerstand der Elemente hängt von der zufälligen Lage und der Menge der Krystalle bezw. von den zwischen ihnen befindlichen Hohlräumen ab; durch die Gegenwart der Krystalle wird der Widerstand erhöht. Bei Elementen, welche ganz frei von Krystallen sind, ist der Widerstand der Elemente dem spezifischen Widerstand der Lösung entsprechend, wie Cohen durch Versuche nachgewiesen hat.

E. *Elektromotorische Kraft der Elemente, Temperaturkoeffizient, Verhältnisszahlen.* Die in der Reichsanstalt (Kahle, Jaeger, Wachsmuth, Diesselhorst) festgestellten Werthe für die Normalelemente und die Verhältnisszahlen haben z. Th. anderweitig Bestätigung gefunden. In der letzten Veröffentlichung (39) sind folgende Zahlen angegeben worden:

1. für die E.M.K. des normalen *Clark-Elements* (von 0° bis 30° gültig)

$$E_t = 1{,}4328 - 0{,}00119\,(t - 15^\circ) - 0{,}000007\,(t - 15^\circ)^2 \text{ int. Volt;}$$

durchfeuchteter Krystalle von Kadmiumsulfat und oben das Kadmiumamalgam (die Anwendung eines amalgamirten Kadmiumstabes ist nicht zulässig, vgl. später). Eine umgekehrte Anordnung ist in der Reichsanstalt verwandt worden (vgl. (15)), um Kadmium-Elemente mit geringem Widerstand herzustellen; diese Elemente sind analog einer von Kahle beim Clark-Element benutzten Form (*diese Zeitschr.* **13.** *S. 298. 1893*) zusammengesetzt. Das Amalgam befindet sich auf dem Boden eines zylindrischen Gefässes von etwa 5 *cm* Durchmesser, darüber eine Schicht Krystalle von Kadmiumsulfat. Den positiven Pol bildet ein amalgamirtes Platinblech, das von der zu oberst befindlichen Paste umgeben wird.

B. *Verhalten des Kadmiumamalgams.* Beim Clark-Element ist bekanntlich die elektromotorische Kraft fast unabhängig davon, ob als negativer Pol reines oder amalgamirtes Zink oder auch Zinkamalgam angewandt wird und zwar bis zu recht verdünnten Amalgamen herunter (vgl. Lindeck, *Wied. Ann.* **35.** *S. 311. 1888*). Das Kadmiumamalgam verhält sich dagegen wesentlich anders. Bei einer näheren Untersuchung des elektromotorischen Verhaltens desselben fand Jaeger (14), dass nur Amalgame von etwa 5 bis 15 % das gleiche elektromotorische Verhalten zeigen, während reines Kadmium bei Zimmertemperatur um etwa 0,051 Volt negativer ist als diese Amalgame. Die Spannung des amalgamirten Kadmiums verändert sich sofort nach der Amalgamirung und durchläuft alle Werthe von denen der sehr verdünnten Amalgame an bis fast zu reinem Kadmium. Auch die konzentrirteren Amalgame, von oberhalb 14% Kadmium anfangend, ändern ihre Spannung bei Zimmertemperatur nach der Herstellung mehr oder weniger schnell, indem sie sich der Spannung des reinen Kadmiums nähern, und zwar ist die Veränderung um so grösser, je konzentrirter die Amalgame sind. Das vor diesen Untersuchungen Jaeger's in der Reichsanstalt zur Herstellung der Elemente benutzte Amalgam von 14,3 % Kadmium liegt schon nahe an der Grenze, wo die E.M.K. nicht mehr konstant ist und es wurde deshalb empfohlen, etwas verdünnteres Amalgam anzuwenden. Zur Messung der Spannungsdifferenz zwischen den verschiedenen Amalgamen dienten Elemente aus H-förmigen Glasgefässen mit eingeschmolzenen Platindrähten; auf dem Boden der beiden Schenkel dieser Gefässe befanden sich die zu vergleichenden Amalgame, während der übrige Theil der Gefässe mit einer etwas verdünnten Lösung von Kadmiumsulfat angefüllt war. Derartige Elemente besitzen einen Temperaturkoeffizienten; Cohen (24) untersuchte bei 0° und 25° ein Element, bei dem sich auf der einen Seite 14,3%-iges Kadmiumamalgam, auf der anderen reines (elektrolytisch hergestelltes) Kadmium befand. Er fand für die E.M.K. dieses Elementes $E_t = 0{,}04993 + 0{,}000233\,(25 - t)$ Volt. Hieraus berechnet sich in guter Uebereinstimmung mit der von Jaeger angegebenen Zahl bei 20° 0,051 Volt. Ferner findet Cohen, dass auch dieses 14,3%-ige Amalgam bei der Abkühlung auf 0° eine Aenderung erleiden kann, sodass sich seine Spannung der des reinen Kadmium um etwa 0,005 Volt nähert (vgl. unten). Zur Zusammensetzung der Kadmiumelemente sind also nicht alle Amalgame brauchbar und ebensowenig amalgamirtes Kadmium; man kann nur Amalgame verwenden, die etwa zwischen 5 und 14% Kadmium enthalten.

C. *Umwandlungserscheinungen.* Beim Clark-Element zeigen sich bekanntlich sehr klar ausgesprochene Umwandlungserscheinungen (41), auf die auch schon Rayleigh (*Phil. Trans.* **176.** *S. 788. 1885*) hinweist. Diese beruhen darauf, dass sich das Heptahydrat des Zinksulfats ($ZnSO_4$, $7H_2O$) bei 39° in das Hexahydrat ($ZnSO_4$, $6H_2O$) umwandelt, das unter gewissen Bedingungen auch unterhalb dieser Temperatur bestehen kann und dann eine höhere Löslichkeit besitzt, als das Heptahydrat. Oberhalb 39° existirt nur das Hexahydrat.

Das Clark-Element kann also unterhalb 39° in zwei Modifikationen auftreten, als normales oder stabiles Element mit festem $ZnSO_4$, $7H_2O$ und als anomales oder metastabiles Element mit $ZnSO_4$, $6H_2O$. Für diese Elemente fand Jaeger (41) als E.M.K.

1. beim stabilen Element $E_t = 1{,}400_5 - 0{,}00152\,(t - 39^0) - 0{,}000007\,(t - 39^0)^2$ int. Volt
2. „ metastabilen Element $E_t = 1{,}400_5 - 0{,}00102\,(t - 39^0) - 0{,}000004\,(t - 39^0)^2$ „ „ .

Man kann das metastabile Element durch Einwerfen eines Krystalles von $ZnSO_4$, $7H_2O$ in das stabile zurückverwandeln. Die Umwandlungstemperatur des Zinksulfats ist auf ver-

schiedene Weise bestimmt worden, auf dilatometrischem Wege (E. Cohen) zu 38,5°, durch Löslichkeitsbestimmungen des Zinksulfats (Callendar und Barnes (3)) zu 39,9°, durch Widerstandsbestimmung der Lösung von Zinksulfat (Cohen (19)) zu 39,0°, sodass man also 39° als Umwandlungstemperatur annehmen kann. Die Umwandlungserscheinung beim Clark-Element ist später auch von Barnes (21) eingehend untersucht worden. Er fand für

1. das stabile Element $E_t = E_{39} - 0{,}001635\,(t - 39^0) - 0{,}000014\,(t - 39^0)^2$ int. Volt
2. „ metastabile Element $E_t = E_{39} - 0{,}001000\,(t - 39^0) - 0{,}000007\,(t - 39^0)^2$ „ „ .

Diese Formeln geben fast dieselben Zahlen für die Aenderung der Elemente mit der Temperatur und für die Differenz der E.M.K. beider Elemente, wie die oben angegebenen. Auch die Kadmiumelemente zeigen zum Theil in der Nähe von 0° Unregelmässigkeiten (Jaeger und Wachsmuth (40)), die auf ähnliche Umwandlungen schliessen lassen, doch sind hier die Erscheinungen nicht so regelmässig und noch nicht hinreichend erklärt. Nach den Untersuchungen über die Löslichkeit des Kadmiumsulfats ($Cd\,SO_4$, $^8/_3\,H_2O$) durch Kohnstamm und Cohen (12) hat die Löslichkeitskurve dieses Salzes bei 15° einen allerdings nur sehr wenig ausgesprochenen Knick; auch durch dilatometrische Messung ist die Umwandlung von den Verf. konstatirt worden. Bei der Umwandlung entsteht aber nicht ein anderes Hydrat, sondern eine andere Modifikation desselben Hydrats. Es ist indessen nicht, wie beim Zinksulfat, gelungen, das Verhalten des stabilen und metastabilen Salzes unterhalb der Umwandlungstemperatur zu verfolgen. Das Kadmium-Element scheint noch eine andere Umwandlung in Folge der oben schon erwähnten Veränderung des Kadmiumamalgams (wenigstens des 14,3 %-igen) bei tiefer Temperatur zu erleiden, worauf Cohen hingewiesen hat ((27), vgl. später); vielleicht ist dies auch die einzige Ursache der Unregelmässigkeiten beim Kadmium-Element mit 14,3 %-igem Amalgam, da die Löslichkeitsänderung des Kadmiumsulfats nur sehr gering ist.

Im Zusammenhang mit den Umwandlungserscheinungen bei den Elementen, welche für den praktischen Gebrauch derselben von grosser Wichtigkeit sind, ist die Löslichkeit der verschiedenen in Betracht kommenden Salze sorgfältig neu bestimmt worden und zwar für die beiden Hydrate des Zinksulfats (bis 0° herunter) in guter Uebereinstimmung von Callendar und Barnes (3) und von Cohen (20), und für das Kadmiumsulfat, das übrigens in der Nähe von 70° durch Verlust von Wasser ebenfalls eine Umwandlung erfährt, von Mylius und Funk (4) und von Kohnstamm und Cohen (12), ebenfalls in guter Uebereinstimmung. Es sei an dieser Stelle bemerkt, dass die früheren Löslichkeitsbestimmungen von Poggiale und Anderen, besonders auch die neueren von Étard, die in den Tabellen von Landolt-Börnstein enthalten sind, zum Theil ganz erheblich von diesen Messungen abweichen. Die Löslichkeit des Kadmiumsulfats ist zwischen 0° und etwa 20° sehr wenig mit der Temperatur veränderlich, was für den praktischen Gebrauch der Kadmium-Elemente mit gesättigter Lösung ein nicht zu unterschätzender Vortheil ist.

D. *Innerer Widerstand der Elemente.* Die von Wulf (1), Klemenčič (8, 9) und Anderen gefundenen Aenderungen des inneren Widerstandes von Normalelementen mit der Temperatur lassen sich nach Cohen (18) leicht durch die Anwesenheit der Krystalle erklären; der Widerstand der Elemente hängt von der zufälligen Lage und der Menge der Krystalle bezw. von den zwischen ihnen befindlichen Hohlräumen ab; durch die Gegenwart der Krystalle wird der Widerstand erhöht. Bei Elementen, welche ganz frei von Krystallen sind, ist der Widerstand der Elemente dem spezifischen Widerstand der Lösung entsprechend, wie Cohen durch Versuche nachgewiesen hat.

E. *Elektromotorische Kraft der Elemente, Temperaturkoeffizient, Verhältnisszahlen.* Die in der Reichsanstalt (Kahle, Jaeger, Wachsmuth, Diesselhorst) festgestellten Werthe für die Normalelemente und die Verhältnisszahlen haben z. Th. anderweitig Bestätigung gefunden. In der letzten Veröffentlichung (39) sind folgende Zahlen angegeben worden:

1. für die E.M.K. des normalen *Clark-Elements* (von 0° bis 30° gültig)

$$E_t = 1{,}4328 - 0{,}00119\,(t - 15^0) - 0{,}000007\,(t - 15^0)^2 \text{ int. Volt;}$$

2. für das *Kadmium-Element* mit gesättigter Lösung (das Temperaturgebiet ist noch etwas strittig — vgl. später — für nicht umgewandelte Elemente von 0° bis 30°)

$$E_t = 1{,}0186 - 0{,}000038\,(t - 20^\circ) - 0{,}00000065\,(t - 20^\circ)^2 \text{ int. Volt;}$$

3. für das in weiten Grenzen von der Temperatur unabhängige *Weston-Element* (mit bei 4° gesättigter Lösung)

$$E = 1{,}0190 \text{ int. Volt,}$$

ferner *Clark* 15°:*Kadmium* 20° = 1,40663 *Clark* 0°:*Kadmium* 20° = 1,42277

Clark 0° — *Clark* 15° = 0,01642 Volt.

Für das Clark-Element folgt daraus bei 0° 1,4492 int. Volt, während früher Kahle durch absolute Messung mit dem Helmholtz'schen Dynamometer 1,4488 int. Volt gefunden hatte (38).

Im letzten Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt (*diese Zeitschr.* **20.** *S. 176. 1900*) giebt Lindeck in guter Uebereinstimmung mit obigen Verhältnisszahlen folgende an neu zusammengesetzten Elementen gemessene Werthe an

Clark 15°:*Kadmium* 20° = $1{,}4067_9$; *Clark* 0°:*Kadmium* 20° = $1{,}4228_2$.

Ferner bestimmte Cohen (24, zweite Mittheilung) an einzelnen Elementen das Verhältniss *Clark* 25°:*Kadmium* 25° zu 1,3942; diese Zahl stimmt mit den oben angegebenen auf 1/10000. Taylor (43) findet *Clark* 15°:*Kadmium* 20° gleich 1,4076; die Abweichung von 7/10000 gegen obige Zahl ist bei den Differenzen seiner einzelnen Zahlen nicht verwunderlich.

Carhart und Guthe (17) ermittelten die E.M.K. des Clark-Elements durch absolute Messung mittels des Dynamometers von Patterson und Guthe (vgl. das Referat in *dieser Zeitschr.* **19.** *S. 188. 1899*) zu 1,4333 int. Volt bei 15°, in befriedigender Uebereinstimmung mit der oben angegebenen Zahl 1,4328.

Ganz abweichende Zahlen ergaben dagegen die Messungen von Pérot und Fabry (11). Sie fanden mittels des Silbervoltameters die E.M.K. des Clark-Elements zu 1,4522 int. Volt bei 0° (also etwa 2 Tausendtel grösser als oben), das Verhältniss *Clark* 15°:*Clark* 0° = 0,98753, also *Clark* 0° — *Clark* 15° = 0,0181 Volt (statt 0,0163) und *Clark* 15° = 1,4341 int. Volt (also etwa 1 Tausendtel grösser). Henderson (16) giebt als Werth für das Kadmium-Element mit gesättigter Lösung die E.M.K. zu 1,0186 bei 20° an, also dieselbe Zahl, die in der Reichsanstalt gefunden wurde, theilt indessen nicht mit, auf welche Weise er dieselbe erhalten hat.

Der Temperaturkoeffizient des Clark-Elements ist von Callendar und Barnes (3, vgl. auch 10) sorgfältig bestimmt worden; sie fanden in sehr guter Uebereinstimmung mit der oben angegebenen Formel:

$$E_t = E_{15} - 0{,}001200\,(t - 15^\circ) - 0{,}0000062\,(t - 15^\circ)^2 \text{ int. Volt}$$

(vgl. auch den Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für 1897, *diese Zeitschr.* **18.** *S. 142. 1898*).

Marek (25) hat für den Gebrauch in Laboratorien Tabellen der elektromotorischen Kräfte des Clark- und Kadmium-Elements bei verschiedenen Temperaturen aufgestellt.

F. *Theoretisches.* Zur Theorie der Elemente hat Cohen in letzter Zeit werthvolle Beiträge geliefert (13, 20, 24). Seine Mittheilungen haben den Zweck, die durch die Reichsanstalt und Callendar und Barnes bestimmten elektrischen Konstanten der Normalelemente mit Hülfe der Thermodynamik zu prüfen. Es zeigt sich dabei, dass die bisherigen Anschauungen über den Reaktionsmechanismus in Normalelementen (mit gesättigter Lösung) nicht den Thatsachen entsprechen und in Folge ihrer Unvollständigkeit bereits zu falschen Konsequenzen und Berechnungen geführt haben; die Theorie wird von ihm deshalb vervollständigt.

Bekanntlich kann man die Wärmetönung Q in einem Element nach der von Helmholtz aufgestellten Formel $AQ = E - T(dE/dT)$ aus der elektromotorischen Kraft E und dem Temperaturkoeffizienten dE/dT derselben berechnen (T bedeutet die absolute Temperatur und A einen Proportionalitätsfaktor). Wenn die Wärmetönung Q auf das Gramm-Molekül bezogen wird, so entspricht sie dem Durchgang von $2 \times 96\,600$ Coulomb durch das Element; zur Umrechnung der Wärmetönung auf Wattsekunden hat man dieselbe mit 4,2 zu multipliziren. Dann ist $A = 4{,}2/(2 \times 96\,600) = 1/46\,000$ zu setzen (Cohen nimmt 1/45564 an). Die rechte Seite der obigen Gleichung lässt sich aus den früher angegebenen Formeln für

die E.M.K. der Elemente berechnen; man findet dann 1. für das stabile Clark-Element (mit $Zn SO_4, 7 H_2O$) $Q_1 = 81490$ Kal. bei 18°; 2. für das metastabile Clark-Element (mit $Zn SO_4$, $6 H_2O$) $Q_2 = 75680$ Kal. bei 15°; 3. für das Kadmium-Element $Q_3 = 47880$ Kal. bei 18°. Die Wärmetönung, welche beim Durchgang von 2×96600 Coulomb im Element entsteht, setzt sich nun im Wesentlichen zusammen aus der Differenz der Wärmetönungen an beiden Polen, also beim Clark-Element aus der Differenz der Bildungswärmen von einem Gramm-Molekül $Zn SO_4$ und einem Gramm-Molekül $Hg_2 SO_4$. Nach Thomsen ist die erstere 230090 Kal., die letztere 175000 Kal., und diejenige von $Cd SO_4$ 219900 Kal. Nach den früheren Anschauungen ist keine weitere Quelle von Wärmetönung vorhanden und man würde dann erhalten $Q_1 = Q_2 = 55090$ Kal., $Q_3 = 44900$ Kal., also Zahlen, welche von den elektrisch erhaltenen sehr stark abweichen. Auch wenn man nach Mac Intosh (6) berücksichtigt, dass sich z. B. bei dem stabilen Clark-Element $Zn SO_4, 7 H_2O$ bildet, findet man 77780 Kal., also eine noch um 5% zu kleine Zahl. Nach Cohen muss man noch Folgendes in Betracht ziehen. Wenn in einem Element mit gesättigtem Elektrolyt (z. B. $Zn SO_4, 7 H_2O$) durch den Strom ein Molekül Anhydrid (z. B. $Zn SO_4$) gebildet worden ist, so muss der gesättigten Lösung so viel Wasser entzogen werden, dass sich ein Molekül $Zn SO_4, 7 H_2O$ bildet, welches als solches auskrystallisirt. Durch die Hinwegnahme eines Theils des Lösungswassers muss aber auch noch ein Theil des gelösten $Zn SO_4, 7 H_2O$ auskrystallisiren, ein Vorgang, der ebenfalls mit Wärmetönung verbunden ist.

Bezeichnet man mit A die Anzahl Moleküle Wasser, welche bei der betrachteten Temperatur mit einem Molekül $Zn SO_4$ in der gesättigten Lösung verbunden sind, so kann man diesen Vorgang darstellen durch die Gleichung

$$Zn SO_4 + \frac{7}{A-7} (Zn SO_4, A\, H_2O) = \frac{A}{A-7} Zn SO_4, 7 H_2O,$$

d. h. bei der Bildung von einem Molekül $Zn SO_4$ (Durchgang von 2×96600 Coulomb) krystallisiren $A/(A-7)$ Moleküle $Zn SO_4, 7 H_2O$ aus. Analoge Gleichungen hat man für $Zn SO_4$, $6 H_2O$ und $Cd SO_4, {}^8/_3 H_2O$, indem dort statt der Zahl 7 die Zahlen 6 und $^8/_3$ stehen. Um die mit diesem Vorgang verbundene Wärmetönung berechnen zu können, muss man die Löslichkeit A kennen und die einzelnen Wärmetönungen, welche mit der Auflösung von $Zn SO_4$, von $Zn SO_4, A\, H_2O$ und $Zn SO_4, 7 H_2O$ in Wasser verbunden sind. Die letzteren berechnet Cohen aus den Angaben in Thomsen's thermochemischen Untersuchungen, indem er sich diese Moleküle in soviel Wasser gelöst denkt, dass jedesmal eine Lösung $Zn SO_4, 400 H_2O$ entsteht. Dann findet man z. B. für die Auflösung von $Zn SO_4$ + 18430 Kal., für $Zn SO_4, 7 H_2O$ — 4260 Kal. Die Grössen A sind nach Cohen (vgl. auch unten) für $Zn SO_4, 7 H_2O$ 16,81, für $Zn SO_4, 6 H_2O$ 15,67, für $Cd SO_4, {}^8/_3 H_2O$ 15,17. Man findet dann die Wärmetönung als Differenz der beiden Seiten obiger Gleichung und zwar 1. für das stabile Clark-Element $W_1 = +26037$ Kal., 2. das metastabile Clark-Element $W_2 = +20069$ Kal. und 3. das Kadmium-Element $W_3 = +7822$ Kal. Diese Wärmetönungen sind also noch zu den obigen zu addiren.

Für das Kadmium-Element tritt aber noch eine weitere Wärmetönung hinzu, welche damit zusammenhängt, dass das als negativer Pol dienende Kadmiumamalgam des Elements gegen reines Kadmium eine Spannungsdifferenz von etwa 50 Millivolt zeigt (siehe oben); wenn dem Kadmiumamalgam 1 Molekül Kadmium entzogen wird, so ist damit eine Wärmetönung verbunden, welche sich für das 14,3%-ige Amalgam mittels der Helmholtz'schen Gleichung aus der von Cohen angegebenen Formel für ein Element Kadmium gegen 14,3%-iges Amalgam in der früher angegebenen Weise berechnen lässt; man findet dann eine Wärmetönung von — 5436 Kal. Durch Addition dieser verschiedenen Wärmetönungen ergiebt sich

1. für das stabile Clark-Element	81127 Kal.	(elektrisch	81490)
2. „ „ metastabile Clark-Element	75179 „	(„	75680)
3. „ „ Kadmium-Element	47286 „	(„	47880).

Die thermodynamischen und elektrischen Zahlen sind also soweit in Uebereinstimmung, wie es bei der Verschiedenheit der Herleitung derselben möglich ist.

Ferner hat Cohen noch das sogen. Umwandlungselement dritter Art von van t' Hoff (d. h. eine Kombination, die gebildet wird aus einem stabilen Clark-Element mit festem Salz und einem entgegengesetzt geschalteten metastabilen Element mit Krystallen des Hexahydrats von Zinksulfat) mittels thermodynamischer Daten verglichen mit den Ergebnissen der elektrischen Messung (siehe oben) bei der Umwandlungstemperatur des Elements von 39°. Ein solches kombinirtes Element hat bei dieser Temperatur nach den früher angegebenen Formeln den Temperaturkoeffizienten $dE/dT = -(0{,}00152 - 0{,}00102) = -0{,}00050$. Nun ist nach van t' Hoff die E.M.K. eines solchen Elementes $E = q.(P - T)/T$, wo P die absolute Umwandlungstemperatur bedeutet, T die absolute Temperatur, bei der das Element arbeitet und q die Wärmetönung im Element für das Gramm-Molekül; also ist $dE/dT = -q/P$. Bei der Umwandlungstemperatur findet Cohen $q = -3752$ Kal. (Schmelzwärme des $ZnSO_4$, $7 H_2O$); daraus folgt $dE/dT = -0{,}52$ Millivolt, in guter Uebereinstimmung mit der aus elektrischen Messungen gefundenen Zahl.

Durch diese Arbeiten sind also bei den Normalelementen die thermodynamischen Daten jetzt in völligem Einklang mit den elektrischen Grössen gebracht.

G. *Allgemeines.* Analoge Vorschriften, wie sie von Kahle für die Zusammensetzung des Clark-Elements angegeben wurden (35), sind von Jaeger für das Kadmium-Element (mit gesättigter Lösung) aufgestellt worden (7); zum grossen Theil sind dieselben bereits in der Mittheilung von Jaeger und Wachsmuth (40) enthalten. Eine Zusammenstellung des in theoretischer und praktischer Hinsicht über Normalelemente Wissenswerthen ist in der mit (22) bezeichneten Reihe von Mittheilungen Jaeger's im Centralblatt f. Accumulatoren u. Elementenkunde veröffentlicht worden. Auch von Gouy (30) ist eine derartige Zusammenstellung für Normalelemente gegeben worden.

Die oben erwähnte Umwandlungserscheinung bei einem Kadmiumamalgam mit 14,3% Kadmium, die Cohen bei 0° beobachtete, wurde von ihm weiter verfolgt, da dieselbe für den Gebrauch der Kadmium-Elemente von grosser Wichtigkeit ist. Er giebt an, dass die Umwandlungstemperatur bei 23° liege und bestätigte die Umwandlung auch durch dilatometrische Messungen. Cohen zog aus diesen Beobachtungen den Schluss (26, 27), dass das Kadmium-Element unterhalb 23° ein vollständig metastabiles Gebilde sei, welches sich spontan in den stabilen Zustand umwandeln könne. Da diese Umwandlung von einer namhaften Aenderung der elektromotorischen Kraft begleitet sei, so seien diese Elemente unbrauchbar als Normalelemente.

Dieser Schlussfolgerung treten Jaeger und Lindeck (28, 29) in einer kurzen Notiz entgegen. Danach sind die Umwandlungserscheinungen beim Kadmium-Element schon früher in der Reichsanstalt messend verfolgt worden; es hat sich dabei gezeigt, dass auch umgewandelte Elemente schon in der Nähe von +10° eine für praktische Zwecke ins Gewicht fallende Differenz der E.M.K. gegen den aus der Formel (siehe oben) berechneten Werth nicht mehr zeigen. Die Erfahrungen der Reichsanstalt erstrecken sich auf einen Zeitraum von über sechs Jahren und auf eine grosse Anzahl (etwa 160) theils selbst gefertigter, theils zur Prüfung eingesandter Kadmium-Elemente mit gesättigter und ungesättigter Kadmiumsulfatlösung; unter diesen hat sich *keines* als unbrauchbar erwiesen. Ferner ist schon früher darauf hingewiesen worden (vgl. auch oben), dass es sich empfiehlt, verdünntere Amalgame als 14,3% anzuwenden; in letzter Zeit benutzt die Reichsanstalt 13%-iges Amalgam. Die Versuche von Cohen erstrecken sich aber nur auf 14,3%-iges Amalgam. Die Erfahrungen der Reichsanstalt widerlegen also seine Schlussfolgerungen. Die Verf. beabsichtigen, demnächst ausführlicher auf das Verhalten des Kadmium-Elementes bei verschiedenen Temperaturen zurückzukommen. *W. J.*

Registrirapparat für kontinuirliche Aufzeichnungen.

Von A. und L. Lumière. *Compt. rend.* ***130.*** *S. 1340. 1900.*

Der Apparat, der zur kontinuirlichen Registrirung namentlich bei physiologischen Experimenten bestimmt ist, soll gleichzeitig auch die Berussung des Papierstreifens und nach der Registrirung noch die Lackirung desselben bewirken.

Von der Papierrolle geht der Streifen zunächst unter dem gewölbten Boden eines Behälters hin, der von kaltem Wasser durchströmt wird oder mit Wasser gefüllt ist, das man durch ab und zu hineingeworfene Eisstückchen auf niedriger Temperatur hält, und wird während dessen durch eine darunter angebrachte Gasflamme berusst. Das Gas ist vorher durch eine mit Bimssteinstücken, die mit Benzin getränkt sind, gefüllte Flasche geleitet und karburirt worden. Durch einen kleinen Elektromotor wird die Flasche geschüttelt.

Hierauf wird der Streifen über die Trommel geführt, wo die Registrirung stattfindet, und sodann um eine Rolle, welche in die zur Lackirung dienende Flüssigkeit etwas eintaucht. Letztere besteht aus einer 5-prozentigen Lösung von Mastix in Chloroform und wird durch eine Mariotte'sche Flasche auf konstantem Niveau erhalten. Das Papier trocknet auf dem etwa einen halben Meter langen Weg zu den nächsten zwei sich gegen einander bewegenden Rollen, zwischen welchen der Papierstreifen hindurchgeführt wird und die durch eine Feder genügend an einander gedrückt werden, um den Papierstreifen zum Weitergleiten zu bringen. Von diesen beiden Rollen wird die eine durch einen kleinen Elektromotor herumgedreht, die andere geht durch Reibung mit. Durch eingeschaltete Widerstände kann die Geschwindigkeit des ablaufenden Papierstreifens innerhalb ziemlich weiter Grenzen regulirt werden. Der Streifen geht endlich auf eine letzte Rolle über, auf die er von Zeit zu Zeit mit der Hand aufgewickelt wird. *Kn.*

Neu erschienene Bücher.

J. Adamczik, Kompendium der Geodäsie. gr. 8°. VIII, 515 S. mit Fig. Leipzig und Wien, F. Deuticke 1901. 10,00 M.

Der Verfasser, Ingenieur und a. o. Professor an der Bergakademie in Přibram, hat dieses „Kompendium der Geodäsie" für „Studirende" bestimmt; für *welche* Studirende sagt er nicht, obgleich es an vielen Stellen des Buchs nicht leicht ist, sich den Leserkreis vorzustellen, den der Verf. im Auge hatte. Um nur ein ganz beliebiges Beispiel herauszugreifen: *S. 478/479* wird bei der (allerdings auf 11 S. erledigten) barometrischen Höhenmessung versichert, dass man mittels des Mariotte-Gay Lussac'schen Gesetzes zu der Höhenunterschiedsformel

$$H = C \cdot \log \frac{B_0}{b_0} (1 + \alpha t)$$

gelange und dass man „für Mitteleuropa" die „barometrische Konstante C" setzen könne $= 18400$; über die Ableitung von Formel oder Zahl wird nichts mitgetheilt.

Das Buch hält sich durchaus an die vorhandenen grösseren deutschen Lehrbücher (Jordan, Bauernfeind, Hartner-Wastler), sodass sogar in den Figuren (vgl. z. B. die zur Ausgleichung beim Vorwärts- und Rückwärtseinschneiden *S. 374, 376, 379*) viele alte Bekannte sich zeigen; irgend etwas dem Verf. Eigenthümliches wird kaum zu finden sein. Das Buch ist aber in den meisten Theilen geschickt zusammengestellt und der Text ist durch deutliche Figuren erläutert. Bei den wichtigsten Instrumenten der niedern Geodäsie hält sich der Verf. mit Recht ganz an die in bekannten Werkstätten ausgeführten Typen; auch in andern Beziehungen bietet im Sinn dieser Zeitschrift das Buch nichts Bemerkenswerthes. Dass Vieles zu kurz behandelt ist, wenn es überhaupt erwähnt werden sollte, ist bereits bei der barometrischen Höhenmessung angedeutet; um einige fernere Beispiele zu nennen, muss sich die Tachymetrie mit 13 S. begnügen (von denen zudem mehrere sich mit

nicht eigentlich tachymetrischen Dingen beschäftigen), die Phototopographie gar mit 5 S.: bei Erwähnung der Bestimmung des Azimuts einer Dreiecksseite wird ganz überflüssigerweise die populäre Bestimmung der Mittagslinie durch ein einfaches Gnomon, im Uebrigen aber nur die Azimutbestimmung mit der Deklinationsnadel gelehrt, die doch, so wichtig sie für die Tachymetrie ist, mit der Orientirung eines *Dreiecksnetzes* nichts zu thun hat. Bei der Durchführung der *Rechnungen* legt der Verf. viel zu wenig Werth auf die Anwendung der richtigen, dem einzelnen Fall genau entsprechenden Rechnungshülfsmittel und Rechnungsschärfen, die doch für die Geodäsie, besonders die niedere, von grundlegendster Bedeutung ist. Was hat es z. B. für einen Werth, wenn zur Berechnung eines Zugs, bei dessen Ausgleichung die Verbesserungen der Abszissenabschnitte bis zu 0,1 *m* auf 120 *m* gehen, 6-stellige Logarithmen verwendet worden, während man doch mit den hier völlig genügenden 5-stelligen so viel bequemer rechnet, oder was sollen die $^1/_{100}$ Sekunden in den einzelnen Winkelwerthen der Ausgleichung *S. 195*, wo die Abweichungen v der einzelnen Beobachtungen von ihrem Mittel bis über 12″ hinausgehen? (Die Notizen über die Bedeutung der „mittleren Fehler“ *S. 195* und *196*, die sich an das zuletzt genannte Beispiel anschliessen, werden auch nicht zur Klarheit über diese wirkliche Bedeutung beitragen, wie denn überhaupt gegen die ganze Darstellung der Ausgleichungsrechnung Manches einzuwenden wäre.) Einige orthographische Wünsche seien noch angefügt: erinnert sei nochmals an Vidie statt Vidi; die Schreibweise Huyghens statt Huygens, die in Deutschland noch vielfach üblich und auch hier gebraucht ist, hat keine Berechtigung; wie kommt der Verf. zu *Hypothenuse*?

Im Ganzen wird der Verf. selbst im Grossen und im Kleinen, bei Gelegenheit weiterer Auflagen, noch viel an seinem Werk zu verbessern finden. *Hammer.*

C. Bremiker's logarithmisch-trigonometrische Tafeln mit fünf Dezimalen. 8. Stereotyp-Auflage besorgt von Prof. Dr. A. Kallius. Berlin 1899.

Dieser sehr bekannten und bewährten Tafel, welche bei den Winkeln die Dezimaltheilung des Sexagesimalgrades zu Grunde legt, ist eine unter Leitung des Hrn. Dr. v. Rohr im Rechenbureau der Firma C. Zeiss hergestellte Ergänzungstafel beigegeben, auf die wir die Leser dieser Zeitschrift besonders aufmerksam machen. Sie enthält nämlich die Logarithmen der Sinus und Tangenten von 0° bis 5° für jedes Tausendstel des Grades und wird besonders bei optischen Rechnungen, aber auch bei vielen anderen Gelegenheiten nützliche Dienste leisten. *Finsterwalder.*

Handbuch der Elektrotechnik. Hrsg. v. Dr. C. Heinke. 4. Bd. Lex. 8°. Leipzig, S. Hirzel. Geb. in Leinw.

4. F. Niethammer, Ein- und Mehrphasen-Wechselstrom-Erzeuger. XVI, 328 S. m. 656 Abbildgn. 18,00 M.

Jahrbuch f. Photographie u. Reproduktionstechnik f. d. Jahr 1900. Hrsg. v. Prof. Dr. Jos. Maria Eder. 14. Jahrg. 8°. VIII, 782 S. m. 260 Abbildgn. im Text u. 34 Kunstbeilagen. Halle, W. Knapp. 8,00 M.

J. J. Thomson, Die Entladung d. Elektrizität durch Gase. Aus dem Englischen von Dr. P. Ewers. Ergänzt u. mit einem Vorwort versehen v. Prof. Dr. H. Ebert. gr. 8°. VIII, 144 S. m. 41 Fig. Leipzig, J. A. Barth 1900. 4,50 M.; geb. in Leinw. 5,50 M.

W. Killing, Lehrb. d. analyt. Geometrie in homogenen Koordinaten. 1. Thl.: Die ebene Geometrie. gr. 8°. XIII, 220 S. m. 50 Fig. Paderborn, F. Schöningh. 4,00 M.

K. Kosterlitz, Die Photographie im Dienste der Himmelskunde u. die Aufgaben der Bergobservatorien. Mit 12 Gutachten v. Fachgelehrten Oesterreichs, Deutschlands u. Amerikas üb. das Projekt der Errichtung e. Sternwarte auf dem Schneeberg. Mit 23 Illustr. u. 2 Taf. in Heliograv. gr. 8°. 54 S. Wien, C. Gerold's Sohn. 1,40 M.

S. P. Tompson, Die dynamoelektr. Maschinen. 6. Aufl. 8. Hft. Halle, W. Knapp. 2,00 M.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **November 1900.** Elftes Heft.

Ueber die Unregelmässigkeiten Weston'scher Kadmium-Elemente (mit 14,3%-igem Amalgam) in der Nähe von 0°.

Von

W. Jaeger.

(Mittheilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Eine kürzlich erschienene Arbeit von Hrn. H. T. Barnes[1]) über Untersuchungen, die er an Kadmium-Elementen (mit 14,3%-igem Amalgam) angestellt hat, giebt mir im Zusammenhang mit anderen Angriffen, welche diese Elemente erfahren haben[2]), Veranlassung, meine bisher nicht veröffentlichten Versuchsreihen über das unregelmässige Verhalten von Kadmium-Elementen (mit 14,3%-igem Amalgam) in der Nähe von 0° aus dem Jahre 1896[3]) hier mitzutheilen und bei dieser Gelegenheit einige nicht zutreffende Bemerkungen und Anschauungen über die Elemente und über die Veröffentlichungen der Reichsanstalt richtig zu stellen.

Auf die betreffenden Unregelmässigkeiten der Kadmium-Elemente ist zuerst von Wachsmuth und mir hingewiesen worden[4]); nach Aufstellung der Temperaturformel für das Kadmium-Element wurde (*a. a. O. S. 583*) geschrieben:

„Diese Formel gilt nach ihrer Ableitung zwischen 0° und 26°, doch haben spätere Beobachtungen gezeigt, dass einige Elemente sich zwischen 0° und etwa 5° in der Weise unregelmässig verhalten, dass ihre E.M.K. bedeutend (etwa $^1/_{1000}$ Volt) grösser ist, als diejenige der anderen Elemente. Den Grund für diese auffällige Erscheinung zu finden, muss einer späteren Untersuchung vorbehalten bleiben. Beim Erwärmen auf Zimmertemperatur zeigen aber auch diese Elemente wieder die normale E.M.K. Der Bereich der obigen Formel ist daher vorläufig auf die Temperaturen oberhalb 5° bis 25° zu beschränken."

Nach den heute vorliegenden Erfahrungen erreichen die Abweichungen bei 0° z. Th. den Betrag von über 2 Millivolt, doch stimmen alle Elemente bereits bei + 10° bis auf wenige Zehntel Millivolt mit der von uns aufgestellten Formel überein. Die obige Aeusserung ist also auch heute noch zutreffend. Für den praktischen Gebrauch der Elemente in Wissenschaft wie Technik sind zur Zeit Abweichungen von wenigen Zehntausendteln meistens völlig belanglos; ausserdem ist man ja nicht gezwungen, bei 10° zu beobachten.

---

[1]) H. T. Barnes, *On the Weston cell as a transition cell and as a standard of electromotive force, with a determination of the ratio to the Clark cell. Journ. of phys. Chem.* **4.** *S. 339. 1900.*

[2]) E. Cohen, Die Metastabilität des Weston-Kadmium-Elements und dessen Unbrauchbarkeit als Normalelement. *Zeitschr. f. phys. Chem.* **34.** *S. 621. 1900.* Vgl. auch die vorläufige Erwiderung darauf von W. Jaeger und St. Lindeck, *ebenda* **35.** *S. 98. 1900* und *Ann. d. Physik* (4) **3.** *S. 366. 1900.*

[3]) Vgl. den Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt in *dieser Zeitschr.* **17.** *S. 143. 1897.*

[4]) W. Jaeger und R. Wachsmuth, Das Kadmium-Normalelement. *Wied. Ann.* **59.** *S. 575. 1896.*

Hr. E. Cohen vermuthete als Grund dieser Unregelmässigkeiten eine Umwandlung des Kadmiumsulfats, wie sie in analoger Weise beim Zinksulfat vorhanden ist[1]), und fand in der That durch Löslichkeitsbestimmung des Kadmiumsulfats ($CdSO_4$, $^8/_3 H_2O$) in Gemeinschaft mit Hrn. Ph. Kohnstamm[2]) einen Umwandlungspunkt bei 15°, der auch durch dilatometrische Messung bestätigt wurde. Neuerdings fand Hr. Cohen *a. a. O.* jedoch als Ursache der Unregelmässigkeiten das Verhalten des Kadmiumamalgams. Diese Thatsache scheint Hrn. Barnes bei Abfassung seiner Mittheilung noch nicht bekannt gewesen zu sein. Hr. Barnes geht aus von diesen Untersuchungen über die Umwandlung des Kadmiumsulfats und bemerkt dann anknüpfend an unsere oben zitirte Aeusserung:

„*No idea can be obtained from the experiments of Jaeger and Wachsmuth as to the position of this important transition point, on account of the method they used of determining the temperature change, but it is a matter of very little difficulty to employ the Weston cell as a transition cell of the fourth type, in a manner similar to the Clark cell.*"

In der That besteht keine Schwierigkeit, das Kadmium-Element in dieser Weise zu benutzen, und dass dies in der Reichsanstalt vor längerer Zeit geschehen ist, geht aus dem Schlusspassus in meiner Mittheilung über die Umwandlungs-Erscheinungen beim Clark-Element[3]) hervor (*S. 365*):

„Aehnliche Erscheinungen wie die hier beschriebenen (Umwandlung von Elementen, Doppelkurven der elektromotorischen Kraft) wurden auch an Kadmium-Elementen beobachtet; diese waren sogar die Veranlassung zu den vorliegenden Versuchen. Bei den Clark-Elementen lagen nämlich die Verhältnisse klarer, da bereits der Umwandlungspunkt des Zinksulfathydrats und seine beiden Modifikationen bekannt waren, für das Kadmiumsulfat dagegen nicht. Man konnte dann aus dem hier Gefundenen Analogieschlüsse auf das Kadmium-Element machen. Die mit diesem Element erhaltenen Resultate sollen bei einer anderen Gelegenheit mitgetheilt werden."

Nachdem Hr. Barnes seine Beobachtungen über die Umwandlung des Kadmium-Elements veröffentlicht hat, will ich auch meine Zahlen nicht länger zurückhalten, obwohl die Erscheinungen beim Kadmium-Element noch immer der Aufklärung bedürfen. Auf einige andere Bemerkungen von Hrn. Barnes werde ich weiter unten zurückkommen.

Ich bemerke noch ausdrücklich, dass sich sowohl die Messungen der Hrn. Barnes und Cohen wie die nachstehenden aus dem Jahre 1896 auf Elemente mit 14,3 %-igem Kadmiumamalgam beziehen, mit dem unsere ersten Elemente zusammengesetzt waren. Es wird öfter hervorgehoben, dass dieses Amalgam von uns empfohlen wird, doch mache ich demgegenüber darauf aufmerksam, dass ich nach der Untersuchung der Kadmiumamalgame[4]) (*S. 110*) ausgesprochen habe:

„Für die Kadmium-Elemente empfiehlt es sich, ein etwas verdünnteres Amalgam zu nehmen als $^1/_6$ (= 14,3 %), da dieses schon nahe an der Umbiegung der Kurve liegt."

[1]) Vgl. z. B. E. Cohen, *Zeitschr. f. phys. Chem.* **14.** *S. 53 u. 535. 1894.*

[2]) Ph. Kohnstamm und E. Cohen, Physikalisch-Chemische Studien am Normalelement von Weston. *Wied. Ann.* **65.** *S. 344. 1898.*

[3]) W. Jaeger, Umwandlung des Zinksulfats beim Clark-Element. *Wied. Ann.* **63.** *S. 354. 1897.* Dieselbe Untersuchung ist später von Hrn. Barnes (*Journ. of phys. Chem.* **4.** *S. 1. 1900*) mit übereinstimmendem Resultat durchgeführt worden.

[4]) W. Jaeger, Das elektromotorische Verhalten von Kadmium-Amalgam verschiedener Zusammensetzung. *Wied. Ann.* **65.** *S. 106. 1898.*

Etwas konzentrirtere Amalgame zeigen nämlich schon bei Zimmertemperatur eine Veränderung ihres elektromotorischen Verhaltens; deshalb werden zur Zeit in der Reichsanstalt Amalgame mit etwa 13 % Kadmium benutzt.

Da die Erscheinungen beim Kadmium-Element zwar eine gewisse Aehnlichkeit mit den Umwandlungserscheinungen beim Clark-Element zeigen, andrerseits aber davon wesentlich abweichen, will ich kurz auf die letzteren zurückkommen. Wie aus Fig. 1 hervorgeht[1]), kann das Clark-Element unterhalb des Umwandlungspunkts des Zinksulfats (39°) zwei Zustände *1* und *2* annehmen, während oberhalb 39° nur der Zustand *2* ($ZnSO_4, 6H_2O$ entsprechend) zu beobachten ist. Ein auf der Kurve *2* unterhalb 39° befindliches Element kann durch Einwerfen eines Krystalls von $ZnSO_4, 7H_2O$ in den Zustand *1* zurückgeführt werden. Betrachtet man nur das Element mit $ZnSO_4, 7H_2O$, so erleidet seine Kurve bei 39° einen Knick; der Umwandlungspunkt ist durch diesen Knick, sowie durch Beobachtung des Zustandes *2* unterhalb 39° genau festzustellen und stimmt mit dem anderweitig (durch Löslichkeits-, Widerstands- oder dilatometrische Messungen) bestimmten Umwandlungspunkt überein[2]).

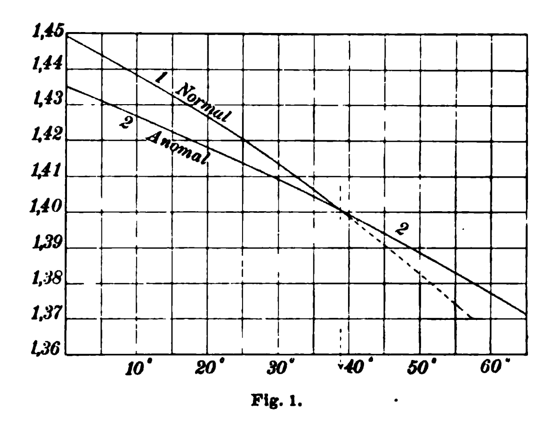


Fig. 1.

Für die beiden Zustände konnten Temperaturformeln aufgestellt werden; unterhalb 39° ist Zustand *1* der stabile, Zustand *2* der metastabile.

Die Erwartungen, beim Kadmium-Element analoge Erscheinungen zu finden, haben sich nicht erfüllt; auch die Zahlen und Kurven von Hrn. Barnes entsprechen dieser Erwartung nicht, obwohl er in Uebereinstimmung mit den Beobachtungen von Kohnstamm und Cohen an Kadmiumsulfat bei 15° einen Umwandlungspunkt gefunden zu haben glaubt. Es steht indessen jetzt auch nach Versuchen in der Reichsanstalt fest, dass die hier betrachteten Erscheinungen beim Kadmium-Element nichts mit der Umwandlung des Kadmiumsulfats zu thun haben; auch müsste man sonst wie beim Clark-Element zwei scharf ausgeprägte Kurven der E.M.K. unterhalb 15° finden.

Ich gehe nun zunächst auf meine Versuche ein. Einige Elemente habe ich in dem Intervall vom Gefrierpunkt der gesättigten Lösung des Kadmiumsulfats (etwa — 16°) bis über + 40° eingehend bei auf- und absteigender Temperatur untersucht, um einerseits die früher aufgestellte Temperaturformel zu prüfen, andererseits die Unregelmässigkeiten näher zu studiren. Ausserdem habe ich alle mir damals zur Verfügung stehenden Kadmium-Elemente (34 an der Zahl) bei 0° durchgemessen, um zu sehen, in welchen Grenzen sich die Abweichungen bei dieser Temperatur bewegen. Von diesen Elementen waren vierzehn (Nr. 311, 312, 313, 314, 317, 323, 330, 352, 359, 373, 376, 377, 378, 381) normal, d. h. ihre E.M.K. bei 0° unterschied sich nicht mehr als 2 Zehntausendtel von dem durch die Formel angegebenen Werth. Die übrigen zwanzig Elemente zeigten Abweichungen, ansteigend bis über 2 Millivolt, und zwar in dem Sinne, dass ihre E.M.K. grösser war, als der Formel entspricht. Die folgende Zusammenstellung (Tabelle 1) enthält die Abweichungen vom Formelwerth in Milli-

[1]) Vgl. das Referat in *dieser Zeitschr.* ***18.*** *S. 289. 1898.*

[2]) E. Cohen, Eine neue Methode zur Bestimmung von Umwandlungstemperaturen. *Zeitschr. f. phys. Chem.* ***31.*** *S. 169. 1899.*

volt. Bei der Messung standen die Elemente in Petroleum, welches durch Eis auf 0° abgekühlt wurde. Die angegebenen Zahlen sind erhalten beim Aufenthalt der Elemente bei 0° nach einigen Stunden.

Tabelle 1. *Abweichung bei 0°.*

Nr.	Millivolt	Nr.	Millivolt	Nr.	Millivolt	Nr.	Millivolt
366	+ 0,2	355	+ 0,6	330	+ 1,0	350	+ 1,3
380	+ 0,2	320	+ 0,7	360	+ 1,1	354	+ 1,3
364	+ 0,3	316	+ 0,8	368	+ 1,1	324	+ 1,3
315	+ 0,3	353	+ 0,9	331	+ 1,3	328	+ 1,5
361	+ 0,3	363	+ 0,9	310	+ 1,3	345	+ 2,3

Ausser dem durch die Formel gegebenen Zustand des Elements bei 0°, dem eine Anzahl von Elementen entsprechen, giebt es also noch eine Reihe anderer Zustände, die kontinuirlich in einander überzugehen scheinen. Von zwei Zuständen, einem stabilen und metastabilen, kann man also bei diesem Element nicht reden. Dies wird auch durch die folgenden Beobachtungen bestätigt.

Die Elemente Nr. 316, 319 und 368 wurden im Oktober 1896 zwischen — 16° und + 40° eingehend gemessen. Die Untersuchung geschah in der Weise, dass die Elemente verglichen wurden mit einem in Petroleum von Zimmertemperatur stehenden Element (Nr. 312). Die zu untersuchenden Elemente befanden sich ebenfalls in Petroleum; die Einrichtung und Messmethode war ganz dieselbe, wie sie bei den entsprechenden Versuchen über das Clark-Element (*a. a. O.*) beschrieben sind. Das Element Nr. 319, welches sich normal verhielt, war stets mit einem der abweichenden Elemente in demselben Bade, um dadurch eine Kontrole für die Richtigkeit der Temperatur zu erhalten. Die Temperatur des Elements Nr. 312 schwankte zwischen 16° und 20°; die Differenzen der untersuchten drei Elemente gegen Nr. 312 sind auf eine Temperatur des letzteren von 20° C. reduzirt. Die in der folgenden Tabelle als „Berechnet“ angegebenen Differenzen sind aus der von uns (*a. a. O.*) aufgestellten Temperaturformel

$$E_t = E_{20} - 0{,}000038\,(t - 20^0) - 0{,}00000065\,(t - 20^0)^2$$

abgeleitet. In der letzten Spalte sind die Abweichungen der Elemente (beobachtete — berechnete Differenz) eingetragen, aus denen man sieht, ob das Element sich normal verhält oder nicht.

In den folgenden Fig. 2, 3 und 4 sind die beobachteten Werthe aus Tabelle 2 mit Angabe der laufenden Nummer des Versuchs eingetragen[1]), gleichzeitig ist die aus der Formel berechnete Kurve eingezeichnet.

Man sieht nun zunächst aus Fig. 2, dass Element Nr. 319 die Temperaturkurve, welche nur zwischen 0° und 26° aufgestellt war, sogar von — 16° bis + 40° bestätigt. Man muss dabei ausschliessen die Versuche bei tiefer Temperatur vom 26. X. (8 bis 11), bei welchen durch Abkühlung unter — 16° das Kryohydrat des Kadmiumsulfats entstanden war. In solchen Fällen war mehrmals eine starke stetige Abnahme der E.M.K. des Elements beobachtet worden; doch wurde diese bei Zimmertemperatur stets wieder normal. Die von Hrn. Barnes (*a. a. O.*) aufgestellte Temperaturformel für das Kadmium-Element

$$E_t = E_{15} - 0{,}000086\,(t - 15^0),$$

welche oberhalb 15° gelten soll und mit unseren Versuchen unvereinbar ist, ist in Fig. 2 ebenfalls eingezeichnet.

[1]) mit Ausnahme von Nr. 18 für Element Nr. 316.

Tabelle 2.

Kadmium-Element Nr. 319.

Lfde. Nr.	Datum 1896	Zeit	Temperatur	Differenz gegen E_{20^0} in Millivolt Beob.	Berechn.	Abweichung in Millivolt
1	23. X.	12^h 25	+ 8,0°	+ 0,43	+ 0,36	+ 0,07
2	„	2^h 45	+ 5,8	+ 0,43	+ 0,41	+ 0,02
3	24. X.	11^h 30	+ 4,0	+ 0,52	+ 0,44	+ 0,08
4	„	1^h 13	+ 2,0	+ 0,45	+ 0,47	— 0,02
5	„	2^h 13	+ 0,5	+ 0,49	+ 0,49	0
6	26. X.	—	+ 16,2	+ 0,16	+ 0,13	+ 0,03
7	„	12^h 47	0	+ 0,52	+ 0,50	+ 0,02
8	„	2^h 0	— 16,0	+ 0,76	+ 0,54	+ 0,22
9	„	3^h 0	— 15,5	+ 0,50	+ 0,54	— 0,04
10	„	5^h 43	— 13,7	+ 0,33	+ 0,54	— 0,21
11	„	9^h 15	— 11,5	— 0,02	+ 0,55	— 0,57
12	27. X.	—	+ 20,0	0	0	0
13	28. X.	—	+ 18,0	+ 0,08	+ 0,07	+ 0,01
14	„	2^h 45	— 7,8	+ 0,69	+ 0,55	+ 0,14
15	„	6^h 30	— 7,0	+ 0,44	+ 0,55	— 0,11
16	29. X.	10^h 0	— 3,9	+ 0,41	+ 0,53	— 0,12
17	„	12^h 50	0	+ 0,33	+ 0,50	— 0,17
18	„	1^h 35	+ 17,2	+ 0,10	+ 0,10	0
19	„	2^h 04	— 18,5	+ 0,71	+ 0,54	+ 0,17
20	„	8^h 45	+ 17,0	+ 0,08	+ 0,10	— 0,02
21	30. X.	—	— 7,8	+ 0,42	+ 0,55	— 0,13
22	„	12^h 15	+ 16,0	+ 0,14	+ 0,14	0
23	„	1^h 25	— 12,0	+ 0,59	+ 0,55	+ 0,04
24	„	2^h 10	— 11,0	+ 0,59	+ 0,55	+ 0,04
25	31. X.	—	— 1,2	+ 0,43	+ 0,52	— 0,09
26	„	12^h 0	+ 10,5	+ 0,30	+ 0,30	0
27	„	1^h 12	+ 28,0	— 0,39	— 0,34	— 0,05
28	„	2^h 25	+ 34,0	— 0,68	— 0,66	— 0,02
29	„	2^h 40	+ 42,0	— 1,15	— 1,15	0
30	„	2^h 55	+ 41,7	— 1,25	— 1,10	— 0,15
31	2. XI.	—	+ 17,5	+ 0,10	+ 0,09	+ 0,01
32	„	11^h 45	0	+ 0,54	+ 0,50	+ 0,04

Kadmium-Element Nr. 316.

Lfde. Nr.	Datum 1896	Zeit	Temperatur	Differenz gegen E_{20^0} in Millivolt Beob.	Berechn.	Abweichung in Millivolt
1	21. X.	—	+ 14,0°	+ 0,22	+ 0,20	+ 0,02
2	„	—	+ 10,8	+ 0,30	+ 0,30	0
3	22. X.	—	+ 10,4	+ 0,55	+ 0,31	+ 0,24
4	„	—	+ 20,0	+ 0,06	0	+ 0,06
5	„	—	+ 12,0	+ 0,43	+ 0,26	+ 0,17
6	„	—	+ 8,0	+ 0,81	+ 0,36	+ 0,45
7	23. X.	9^h 30	+ 17,5	+ 0,13	+ 0,09	+ 0,04
8	„	12^h 20	+ 8,0	+ 0,70	+ 0,36	+ 0,34
9	„	2^h 50	+ 5,8	+ 0,92	+ 0,41	+ 0,51
10	24. X.	—	+ 15,2	+ 0,21	+ 0,16	+ 0,05
11	„	11^h 30	+ 4,4	+ 1,20	+ 0,43	+ 0,77
12	„	12^h 41	+ 2,0	+ 1,61	+ 0,47	+ 1,14
13	„	1^h 20	+ 2,2	+ 1,45	+ 0,47	+ 0,98
14	„	55	+ 0,6	+ 1,60	+ 0,49	+ 1,11
15	„	2^h 12	+ 0,6	+ 1,51	+ 0,49	+ 1,02
16	26. X.	—	+ 16,2	+ 0,17	+ 0,14	+ 0,03
17	„	12^h 47	0	+ 1,60	+ 0,50	+ 1,10
18	„	2^h 0	— 16,0	+ 5,03	+ 0,54	+ 4,49
19	„	3^h 0	— 15,5	+ 4,24	+ 0,54	+ 3,70
20	„	5^h 30	— 13,7	+ 3,21	+ 0,54	+ 2,67
21	„	9^h 15	— 11,5	+ 2,21	+ 0,55	+ 1,66
22	27. X.	—	+ 20,0	0	0	0
23	28. X.	1^h 30	+ 18,0	+ 0,13	+ 0,07	+ 0,06
24	„	2^h 45	— 7,8	+ 0,53	+ 0,55	+ 0,02
25	„	6^h 30	— 7,0	+ 0,63	+ 0,55	+ 0,08
26	29. X.	10^h 0	— 3,8	+ 0,75	+ 0,53	+ 0,22
27	„	1^h 35	+ 17,2	+ 0,05	+ 0,10	— 0,05
28	30. X.	12^h 15	+ 16,0	+ 0,19	+ 0,14	+ 0,05
29	31. X.	11^h 0	— 1,7	+ 0,81	+ 0,52	+ 0,29
30	3. XI.	„	0	+ 0,44	+ 0,50	— 0,06
31	4. XI.	„	+ 17,2	+ 0,12	+ 0,10	+ 0,02

Kadmium-Element Nr. 368.

Lfde. Nr.	Datum 1896	Zeit	Temperatur	Differenz gegen E_{20^0} in Millivolt Beob.	Berechn.	Abweichung in Millivolt
1	29. X.	12^h 19	— 3,5°	+ 3,41	+ 0,53	+ 2,88
2	„	1^h 50	0	+ 2,71	+ 0,50	+ 2,21
3	„	55	— 18,5	+ 3,74	+ 0,54	+ 3,20
4	„	8^h 45	+ 17,0	+ 0,24	+ 0,10	+ 0,14
5	30. X.	9^h 55	— 7,2	+ 2,74	+ 0,55	+ 2,19
6	„	12^h 15	+ 16,0	+ 0,38	+ 0,14	+ 0,24
7	„	1^h 25	— 12,0	+ 2,71	+ 0,54	+ 2,17
8	„	2^h 10	— 11,0	+ 2,82	+ 0,55	+ 2,27
9	31. X.	—	— 1,2°	+ 2,24	+ 0,51	+ 1,73
10	„	11^h 45	+ 10,5	+ 0,60	+ 0,30	+ 0,30
11	„	1^h 12	+ 28,2	— 0,27	— 0,35	+ 0,08
12	„	2^h 25	+ 33,5	— 0,51	— 0,62	+ 0,11
13	„	2^h 35	+ 42,0	— 0,90	— 1,15	+ 0,25
14	„	2^h 55	+ 41,7	— 1,24	— 1,10	— 0,14
15	2. XI.	—	+ 17,5	+ 0,10	+ 0,09	+ 0,01
16	„	11^h 45	0	+ 0,49	+ 0,50	— 0,01

Hr. **Barnes** beanstandet (*S. 341*) an unserem Beobachtungsmaterial, dass nur wenige Versuche bei 26° angestellt wurden, und hält die Uebereinstimmung zwischen Berechnung und Beobachtung unterhalb 15° für zufällig. Demgegenüber möchte ich bemerken, dass die betreffenden Untersuchungen von Hrn. **Wachsmuth** und mir mit der grössten Sorgfalt ausgeführt worden sind. Wie *a. a. O.* angeführt, sind nicht alle Beobachtungszahlen mitgetheilt worden, da sie stets identisch dasselbe ergaben; auch die vorliegenden Messungen zeigen ja wieder die Richtigkeit der damaligen

Beobachtungen. Es ist mir daher unerklärlich, wodurch die abweichende Temperaturformel von Hrn. Barnes zu Stande gekommen ist. Wenn dieselbe auch mit Angaben von Dearlove übereinstimmt, so ist dies noch kein Beweis für ihre Richtigkeit. Dass sich die von Hrn. Barnes zusammengesetzten Kadmium-Elemente, welche hier in Betracht kommen, nicht wesentlich von unseren unterscheiden, scheint aus ihrem Verhältniss zum Clark-Element hervorzugehen. Denn Hr. Barnes giebt an für

$$\frac{\text{Clark } 15^0}{\text{Kadm. } 20^0} = 1{,}40658,$$

während von uns gefunden war

1,40663 (bezw. 1,40679)[1].

Was ferner die beiden abweichenden Elemente betrifft (Fig. 3 und 4), so stimmen dieselben auch nach Abkühlungen auf -20^0 bei $+10^0$ schon wieder auf einige Zehntausendtel mit dem Formelwerth, können also von dieser Temperatur an unbedenklich zu allen Messungen benutzt werden.

Damit fällt auch die Behauptung von Hrn. Cohen, dass die Kadmium-Elemente unterhalb 23^0 als Normalelemente unbrauchbar seien.

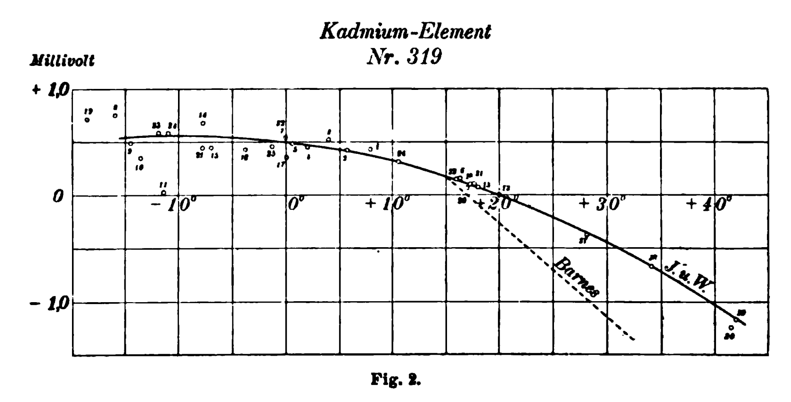


Fig. 2.

Wie sich neuerdings herausgestellt hat und mir auch von Hrn. Cohen privatim freundlichst mitgetheilt wurde, verlangen seine Versuche zum Theil eine andere, als die früher gegebene Auslegung; der von ihm als metastabil bezeichnete Zustand ist gerade der stabile und die von uns aufgestellte Temperaturformel bezieht sich somit auf diesen stabilen Zustand. Die Abweichungen mancher Elemente mit 14,3%-igem Amalgam bleiben trotzdem bestehen und hängen offenbar mit Veränderungen des Kadmiumamalgams zusammen. Doch sind dadurch auch diese Elemente nicht unbrauchbar, so lange man über 10^0 bleibt.

Auf Grund der bis jetzt bekannten Erscheinungen waren Hr. Lindeck und ich auf die Vermuthung gekommen, dass die neueren, mit 13%-igem Amalgam hergestellten Elemente diese Unregelmässigkeiten viel weniger zeigen würden. *Dies hat sich in der That als richtig erwiesen.* Unsere ausgedehnten Versuche über Clark- und Kadmium-Elemente bei verschiedenen Temperaturen sind bald abgeschlossen und sollen demnächst veröffentlicht werden. Diese Messungen bestätigen ebenfalls die im Vorstehenden enthaltenen Auseinandersetzungen.

Die Untersuchung der Elemente Nr. 316 und 319 bei tiefer Temperatur ergaben noch einige interessante Erscheinungen, die eine gewisse Analogie mit den Umwandlungsvorgängen beim Clark-Element zeigen.

[1]) W. Jaeger u. K. Kahle. *Diese Zeitschr.* ***18.*** *S. 161. 1898* und *Wied. Ann.* ***65.*** *S. 926. 1898*, bezw. St. Lindeck, Thätigkeitsbericht der Reichsanstalt für 1899 in *dieser Zeitschr.* ***20.*** *S. 176. 1900.*

Die E.M.K. des Elements Nr. 316 bewegt sich bei den ersten Messungen (1 und 2) auf der normalen Kurve, später aber (3 bis 17) auf einer stark abweichenden, die bei 0° eine Differenz von etwa 1,5 Millivolt gegen die normale ergiebt. Nach einer stärkeren Erwärmung auf etwa 40° befindet sie sich am 28. X. unterhalb 0° wieder auf der normalen Kurve (24), um sich dann langsam wieder dem abweichenden Zustand (25, 26, 29) zu nähern; dazwischen war das Element auf Zimmertemperatur gewesen (27 u. 28). Nach einer abermaligen starken Erwärmung war es dann am 3. XI. wieder bei 0° normal (30), ging jedoch später wieder in den abweichenden Zustand über. Auch bei diesem Element zeigt sich, wie bei Nr. 319, nach einer Abkühlung desselben unter den Gefrierpunkt der Kadmiumsulfatlösung (— 16°), in diesem Fall auf — 18°, ein starker Abfall der E.M.K. (18 bis 21). Das Element Nr. 368 verhielt sich ähnlich; man muss bei der Betrachtung desselben berücksichtigen, dass seine E.M.K. durchschnittlich um etwa 1 Zehntausendtel grösser ist, als die des Vergleichs-Elements Nr. 312 und muss diesen Betrag von den Abweichungen in Ab-

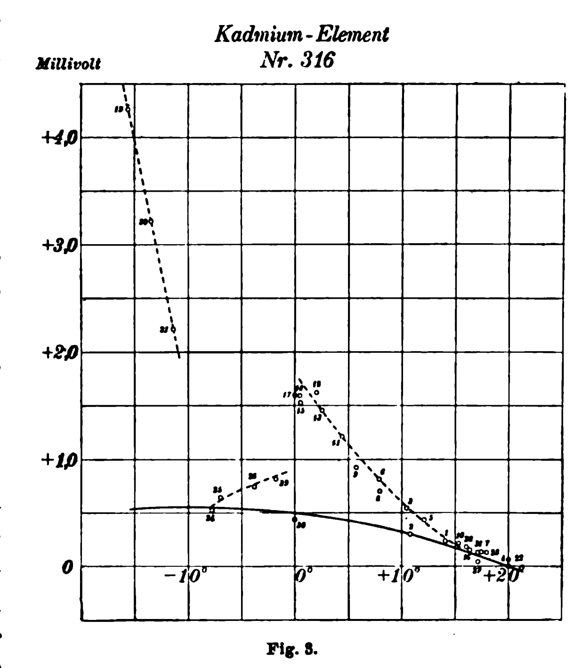


Fig. 3.

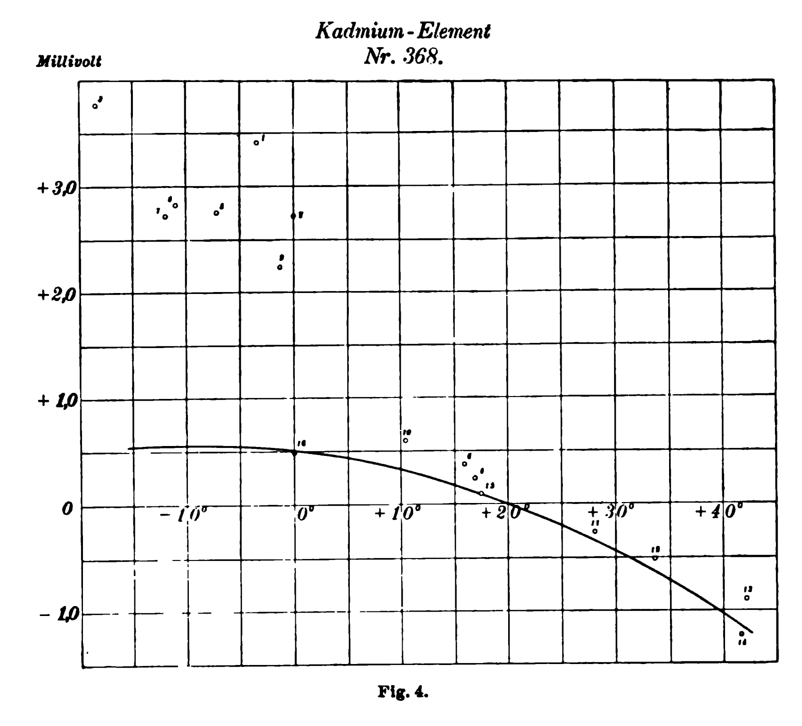


Fig. 4.

rechnung bringen. Im Allgemeinen weicht seine E.M.K. bei tieferen Temperaturen beträchtlich von der normalen Kurve ab; dagegen ist es nach einer Erwärmung

auf etwa 40° bei 0° normal geworden (16). Bei 10° unterscheidet es sich, wie Element Nr. 316, nur noch um wenige Zehntausendtel von normalen Elementen und befolgt die normale Kurve ebenfalls noch über 30° hinaus. Die Abweichungen unterhalb 0° sind zu verschiedenen Zeiten so unregelmässig, dass sich keine Kurve durch dieselben legen lässt.

Es ist also, trotz der Aehnlichkeit der Erscheinungen mit denen beim Clark-Element, hier nicht gelungen, eine zweite Kurve zu finden, sondern es zeigen sich bei einer Anzahl von Elementen unregelmässige Abweichungen vom normalen Zustand. Ebensowenig ergeben die Beobachtungen von Hrn. Barnes diese zweite Kurve; es ist augenscheinlich, dass die Abweichungen nichts mit der Umwandlung des Kadmiumsulfats zu thun haben. Auch sind die Aenderungen in der Löslichkeit des umgewandelten Salzes so minimal, dass sie wohl nicht zur Erklärung dieser starken Abweichungen herangezogen werden können. Dieser Ansicht ist jetzt auch Hr. Cohen; die Abweichungen sind vielmehr auf Rechnung des 14,3%-igen Kadmiumamalgams zu setzen, das irgend welche unregelmässige Zustandsänderungen bei der Abkühlung erfährt, wahrscheinlich in analoger Weise, wie die konzentrirteren Amalgame schon bei Zimmertemperatur sich verändern. Jedenfalls verläuft die Aenderung in demselben Sinn.

Mit Rücksicht auf die Veränderung, welche Hr. Cohen an einem 14,3%-igen Kadmiumamalgam beobachtet hatte, unterzieht er eine Veröffentlichung des Hrn. Marek[1]) einer Kritik[2]), welche nach Vorstehendem einer wesentlichen Modifikation bedarf. Hr. Marek berechnete nach den von der Reichsanstalt aufgestellten Formeln zum Gebrauch in Laboratorien Tabellen für die E.M.K. der Clark- und Kadmium-Elemente von 0° bis 30°. Hr. Cohen bemerkt nun, dass die Tabelle für das Kadmium-Element nur von 23° bis 26° Gültigkeit habe. Nach dem Vorstehenden kann man dagegen das Gültigkeitsbereich der Formel von + 10° bis über 30° festsetzen. Hr. Cohen dehnt ferner seine Behauptung auch auf die Elemente der European Weston Electrical Instrument Co. aus. Da diese Firma indessen Amalgam von 12,5% benutzt[3]), so wäre diese Behauptung nur dann zutreffend, wenn die Unregelmässigkeiten bei 0° auch für dieses Amalgam nachgewiesen sind. Nach den neuerdings von mir in Gemeinschaft mit Hrn. Lindeck angestellten Versuchen scheinen aber verdünntere Amalgame von diesen Unregelmässigkeiten bei 0° frei zu sein. Es bleibt also nur das bestehen, dass bei Präzisionsmessungen Kadmium-Elemente mit 14,3%-igem Amalgam nicht unter + 10° gebraucht werden sollen.

Charlottenburg, 6. November 1900.

---

[1]) W. Marek, Elektromotorische Kraft des Clark- und Weston-Elementes. *Ann. d. Physik (4) **1.** S. 617. 1900.*

[2]) E. Cohen, Elektromotorische Kraft des Weston-Elementes, Bemerkung zu einer Arbeit des Hrn. W. Marek. *Ann. d. Physik (4) **2.** S. 863. 1900.*

[3]) Vgl. z. B. W. Jaeger, Ueber Normalelemente. *Centralbl. f. Accumulatoren- u. Elementenkunde **1.** S. 3. 1900.*

Ein neuer beweglicher Objekttisch.

Mittheilung aus der optischen Werkstätte von Carl Zeiss in Jena.

Die optische Werkstätte von Carl Zeiss fertigt seit einiger Zeit neben dem bisherigen aufsetzbaren beweglichen Objekttisch ein von ihrem technischen Mitarbeiter, Hrn. Max Berger, entworfenes neues Modell, dessen Konstruktion und Handhabung im Nachstehenden beschrieben werden sollen.

Die Befestigung des Apparates am Mikroskopstativ erfolgt in der Weise, dass man den Schlitten S_1 (vgl. die Fig. 1 u. 2) mittels des Triebes T_1 genügend weit nach

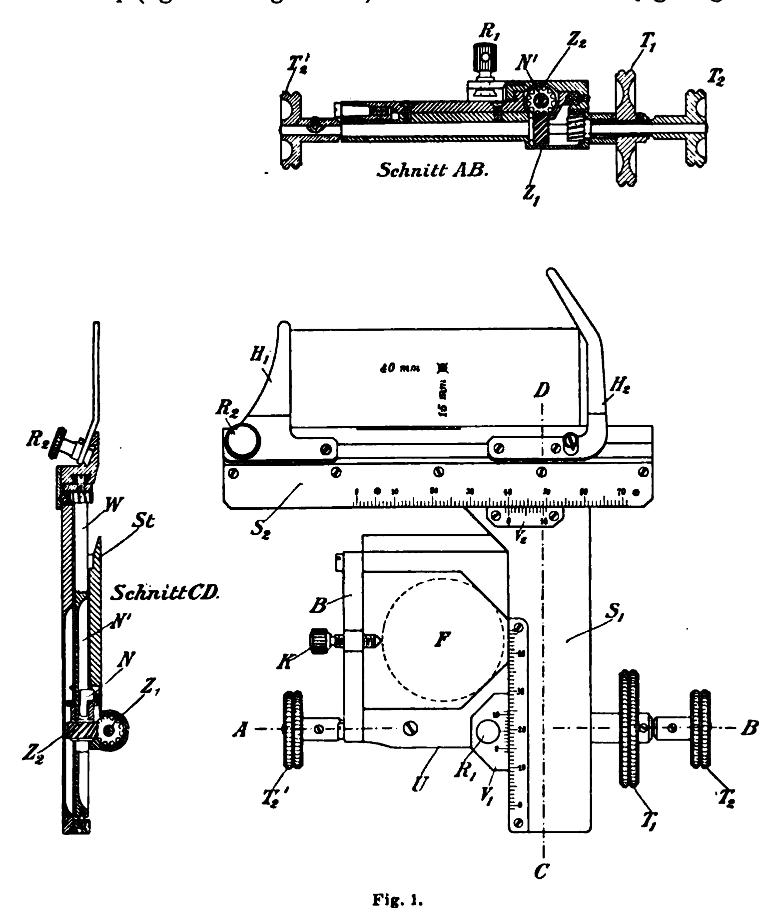


Fig. 1.

vorn kurbelt, sodann den Bügel B nach hinten schlägt und den Tisch von rechts her über den Prismenflansch F schiebt. Nach Zurückdrehen des Bügels B wird die Befestigung durch Anziehen der Körnerschraube K bewirkt.

Die Triebknöpfe T_1, T_2 und T'_2 sind bei dem neuen Modell konachsial gelagert. Die Drehung des Knopfes T_1 vermittelt in einfacher Weise durch Zahn und Trieb die Vor- und Rückwärtsbewegung des Schlittens S_1, die Knöpfe T_2 und T'_2 sind zu beliebiger rechts- oder linkshändiger Bethätigung der Querbewegung des Schlittens S_2 bestimmt. Die durch T_1 bewegte Achse ist durchbohrt und umschliesst eine zweite, die Knöpfe T_2 und T'_2 tragende Achse, an der das Schraubenrad Z_1 befestigt ist. Durch Ineinandergreifen der Schraubenräder Z_1 und Z_2 wird die Drehung eines mit Z_2 fest verbundenen Hohlzylinders ermöglicht, der die Triebwelle W umschliesst und eine kleine Nase N trägt. Diese Nase greift in eine an W in der Längsrichtung ver-

laufende Nuth N' ein. Durch weitere Uebertragung mittels Zahn und Trieb erfolgt beim Drehen von W die Bewegung des Schlittens S_2, und diese Bewegung kann in Folge der leichten Verschiebbarkeit der Nase N in der Nuth von W in jeder Lage von S_1 stattfinden. Die konachsiale Lagerung der Triebknöpfe bietet gegenüber der bisher üblichen Anordnung mehrere Vortheile. Die Hand des Beobachters behält bei der Bethätigung der nicht mehr an dem Schlitten selbst befindlichen Triebknöpfe ihre Lage bei, und in Folge dessen ist die Sicherheit der Schlittenbewegungen bei dem neuen Modell erheblich grösser. Ferner wird dadurch die sperrige Form vermieden und ausserdem für die Querbewegung ein grösserer Spielraum gewonnen, da die Knöpfe jetzt nicht mehr hinderlich in deren Bahn hineinragen.

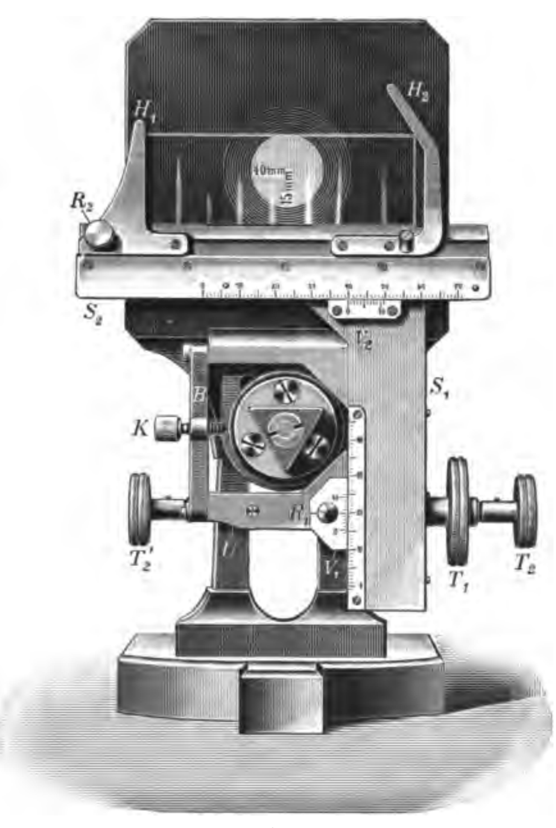


Fig. 2.

Auf beiden Schlitten sind Skalen mit Millimetertheilung angebracht, an denen sich die Ablesung der jeweiligen Lage mittels Nonien unmittelbar auf 0,1 *mm* genau vornehmen lässt. Die an der vorderen Kante des Schlittens S_2 angebrachten, zum Festklemmen des Präparates dienenden Halter H_1 und H_2 lassen sich in einer Schwalbenschwanzführung verschieben; der Halter H_1, der als Anschlagleiste für die linke Kante des Objektträgers dient, kann durch die Schraube R_2 fest angezogen werden. Durch Heranschieben des gebogenen Halters H_2 an den Objektträger wird dieser an H_1 und an die vordere Kante des Schlittens angedrückt. Der Nonius V_2 ist in seiner Stellung fixirt, der Nonius V_1 dagegen lässt sich nach Lösen der Schraube R_1 verschieben.

Die Verschiebbarkeit des Halters H_1 und die des Nonius V_1 ermöglichen es, die Lage des Präparates mit Rücksicht auf die beiden Skalen beliebig zu verändern. Man ist somit im Stande, den neuen beweglichen Objekttisch nach der von N. K. Koltzoff und L. A. Ivanoff[1]) angewiesenen Methode als „Finder" zu benutzen. Diese Methode besteht im Wesentlichen darin, dass man auf den Präparaten sogenannte *absolute Merkzeichen* anbringt, um auch beim Uebertragen des Tisches an ein anderes Stativ oder unter Verwendung eines Tisches der gleichen Konstruktion an anderem Orte die markirten Stellen jederzeit und ohne grosse Mühe wiederfinden zu können.

Die absoluten Merkzeichen sind nichts anderes als die Entfernungen der betreffenden Stellen von zwei zu einander senkrecht stehenden Kanten des Objektträgers, mit anderen Worten die Koordinaten eines bestimmten Ortes auf dem Objektträger, bezogen auf ein Koordinatensystem, dessen Anfangspunkt eine Ecke des

[1]) Vgl. *Zeitschr. f. wissenschaftl. Mikroskopie* **15.** *S. 3. 1898.*

Objektträgers ist und dessen Achsen von den in dieser Ecke zusammenstossenden Kanten gebildet werden.

Ist man nun im Stande, an jedem Mikroskope, an dem sich der bewegliche Objekttisch anbringen lässt, dieses Koordinatensystem wieder so zu legen, dass es zur Mitte des Gesichtsfeldes genau dieselbe Orientirung besitzt, so kann man natürlich auch die notirten absoluten Merkzeichen benutzen, um die markirte Stelle sofort wieder einzustellen.

Um diese gleiche Orientirung herbeiführen zu können, wird jedem Apparat ein sogenanntes Zentrirglas beigegeben. Dies ist ein Objektträger, auf dem ein feines Strichkreuz sich befindet, dessen Entfernungen von zwei in einer Ecke sich schneidenden Kanten genau angegeben sind. Die Lage des Strichkreuzes ist so gewählt, dass diese Entfernungen 40 *mm* und 15 *mm* (vgl. Fig. 1) betragen.

Die Handhabung des Apparates zur Herstellung der absoluten Merkzeichen und zur Benutzung als Finder ist hiernach etwa folgende.

Nach Befestigen des Tisches am Mikroskop legt man das Zentrirglas an den Halter H_1 an, löst nun die Fixirungsschraube R_2 und stellt die Skale des Schlittens so ein, dass der Index des Nonius V_2 genau auf den Theilstrich 40 zeigt. Sodann bringt man theils durch Verschieben des Zentrirglases *nebst* dem Halter H_1 mit der Hand *längs der Kante* von S_2, theils durch Bewegen des Schlittens S_1 das Strichkreuz in die Mitte des Gesichtsfeldes. Ist dies erreicht, so stellt man zunächst durch Anziehen der Schraube R_2 den Halter H_1 fest und verschiebt dann den Nonius V_1 so weit, dass sein Index genau auf Theilstrich 15 der Skale des Schlittens S_1 zeigt. In dieser Lage wird der Nonius nun ebenfalls mittels der Schraube R_1 fixirt. Legt man jetzt an Stelle des Zentrirglases das Präparat zwischen die beiden Halter und drückt es durch Verschieben von H_2 an H_1 und die Kante von S_2 an, so lassen sich für jede beliebige Stelle des Präparates die absoluten Merkzeichen einfach dadurch ermitteln, dass man bei jeweiliger Einstellung einer solchen Stelle ihre Entfernungen von der linken und der hinteren Kante des Objektträgers direkt an den Skalen abliest.

Da man somit in der Lage ist, mittels des Zentrirglases jederzeit die gleiche Orientirung der linken hinteren Ecke des Objektträgers zur Mitte des Gesichtsfeldes zu bewirken, so lassen sich die markirten Stellen sofort nach Einstellen auf die betreffenden Merkzeichen wiederfinden, auch wenn die Beobachtungen an verschiedenen Mikroskopen oder mit verschiedenen beweglichen Objekttischen gleicher Konstruktion ausgeführt werden. Es kann z. B. ein Austausch der Präparate mit den Angaben über die absoluten Merkzeichen zwischen zwei Beobachtern stattfinden, und beide haben dann die Sicherheit, dass sie bei richtiger Handhabung ihrer Apparate in der That dieselben Stellen in den Präparaten untersuchen können.

Die Verschiebungen des Präparates, die der bewegliche Tisch zulässt, sind so reichlich bemessen, dass man in den anzuwendenden Objektträgerformaten einen weiten Spielraum hat. Die Fläche, die sich durchmustern lässt, beträgt etwa 60 *mm* × 30 *mm*.

Es mag noch darauf hingewiesen werden, dass es sich bei Benutzung verschiedener Objektive empfiehlt — um nicht für jedes Objektiv eine Neuzentrirung vornehmen zu müssen — mit Schlittenobjektivwechslern zu arbeiten; denn auf diese Weise lässt sich jedenfalls die gleichmässige Zentrirung sämmtlicher Systeme in exaktester Weise ausführen.

Der neue aufsetzbare bewegliche Objekttisch ist, ebenso wie das ältere Modell, in erster Linie für den Gebrauch an den Stativen IIa, IVa und IVb bestimmt und an diesen ohne besondere Anpassung anzubringen.

Neuer Tachymetertheodolit zur unmittelbaren Lattenablesung von Horizontaldistanz und Höhenunterschied.

Von
E. Hammer in Stuttgart.

1. In *dieser Zeitschr.* ***18.*** *S. 241. 1898* habe ich unter dem Titel „Entwurf eines Tachymetertheodolits“ ein Projekt vorgelegt, zu einem wirklich selbstrechnenden Tachymeter zu gelangen, das folgenden Anforderungen entspricht:

Man soll durch einmalige Anzielung der Latte, die *senkrecht* stehen muss, ohne Rechnung und ohne besondere weitere Einstellung, ferner ohne Ablesung des Höhenwinkels, sowohl die Horizontaldistanz zwischen Instrumentenstandpunkt und Latte, als auch den Höhenunterschied zwischen Instrumenten- und Lattenstandpunkt an der Latte selbst ablesen können. Das Instrument soll dabei nicht für die *Präzisions*-Tachymetrie bestimmt sein, sondern nur den Anforderungen der *topographischen* Tachymetrie gerecht werden; es genügt also die Entfernungen mit einem Fehler von etwa $^1/_{500}$ oder selbst nur $^1/_{300}$, die Höhenunterschiede mit einem Fehler von wenigen Dezimeter (bei den üblichen Ziellängen und Höhenunterschieden) zu erhalten.

Die Aufgabe ist *a. a. O.* durch mechanische geradlinige Verschiebung eines Diagramms gelöst; der das Diagramm tragende Schlitten sollte mit Führung an einer schiefen Ebene durch das Kippen des Fernrohrs hin- und hergeschoben werden. Schon damals habe ich, trotz der nicht ganz ungünstigen Versuchsmessungen mit dem ersten Modell des Instruments, Bedenken geäussert (*S. 251*), ob die Gleitfläche *A* genügend eben erhalten werden könne. Es hat sich denn auch bald gezeigt, dass dies nicht der Fall ist, man kann Materialien wählen, welche man will.

Bei Gelegenheit der Besprechung einer Arbeit von M. Nassò in Turin („*Un nuovo tacheometro autoriduttore*“, *Rivista di Topogr. e Catasto* ***11.*** *S. 145, 168 u. 177. 1898/99;* ***12.*** *S. 9 u. 27. 1899/1900*), der genau dasselbe Prinzip benutzt wie ich es 1898 angegeben hatte (und der auch eine Uebersetzung meiner Abhandlung von 1898 für die *Rivista* ***11.*** *1898/99* geliefert hat), habe ich denn auch hier (*diese Zeitschr.* ***19.*** *S. 377. 1899*) die Ansicht ausgesprochen, dass auf dem Weg der mechanischen Diagrammverschiebung das gesteckte Ziel nicht erreichbar sein werde (jedenfalls nicht für die Höhen, wenn auch für die Entfernungen), dass vielmehr optische Verschiebung werde mit eintreten müssen. Ich habe *a. a. O.* auch schon auf die bevorstehende endgültige Lösung der Aufgabe hingewiesen, indem sich eine gute feinmechanische Werkstätte der Sache angenommen habe.

2. Diese Werkstätte ist die bekannte Fabrik geodätischer Instrumente von O. Fennel Söhne in Kassel. Hrn. A. Fennel, mit dem ich mich 1899 in Verbindung setzte, ist es Ende 1899 gelungen, für die „optische Verschiebung“ des Diagramms eine Einrichtung herzustellen, durch die ich die Aufgabe für gelöst halte; es haben sich nur noch einige kleine Konstruktionsabänderungen als wünschenswerth gezeigt, die grössere Sicherstellung der Konstanten des Instruments gewährleisten. Mit Rücksicht hierauf sowie auf den Umstand, dass das Patent erst angemeldet ist, sehe ich hier vorläufig von einer genaueren Beschreibung des Instruments, die vorbehalten bleibt, ab; es sei nur angedeutet, dass das von mir berechnete Diagramm nun nicht mehr im Okular sich befindet, sondern seitlich auf die Kippachse herausgesetzt ist, und dass mit Hülfe eines das Diagrammbild ins Gesichtsfeld hereinbringenden Prismenrohrs die Ablesestelle am Diagramm wie seither durch den Vertikalfaden kenntlich gemacht wird. Die nothwendigen Korrektionsschrauben sind angebracht

und die eben erwähnten Konstruktionsabänderungen werden noch dafür sorgen, dass die einmal vorgenommene einfache Justirung des Instruments genügend erhalten bleibt, z. B. beim Transport; bei dem Modell, mit dem die unten anzugebenden Versuchsmessungen gemacht sind, war dies noch nicht ganz der Fall.

Die Handhabung des Instruments erfordert — abgesehen von der für alle Tachymeterkonstruktionen gleich bleibenden Ablesung des Horizontalwinkels — folgende Handgriffe und Ablesungen:

a) Anzielen der Latte, und zwar Einstellung des untern Fadens auf die Lattenmarke (Nullpunkt), die in Instrumentenhöhe 1,4 *m* über dem Aufsatzpunkt der Latte sich befindet;

b) im Gesichtsfeld sind mit dieser Anzielung selbst am Diagramm zwei Punkte bezeichnet (Schnittpunkte von Fäden), an denen auf der Lattenskale die Ablesungen l_1 und l_2 zu machen sind. Man erhält also — und dies ist zu beachten — diese l_1 und l_2 nach der Einstellung a) ohne irgend welche weitere Einstellung oder Ablesung am Instrument oder auch nur weitere Berührung des Instruments.

Man hat damit

$$1. \quad \begin{cases} \text{Horizontaldistanz} & e = C_1 \,.\, l_1 \\ \text{Höhenunterschied} & h = C_2 \,.\, l_2 \,, \end{cases}$$

wobei für die Instrumentenkonstanten C_1 und C_2 runde Zahlen gewählt sind (z. B. $C_1 = 100$). Bei l_2 liest man zugleich am Diagramm das Vorzeichen von h ab.

Ich glaube, dass damit in der That die Aufgabe des „selbstrechnenden" Tachymeters in einfacherer und vollkommenerer Weise gelöst ist, als bei allen bis jetzt bekannt gewordenen Konstruktionen; an Schnelligkeit und Bequemlichkeit der Arbeit kann sich jedenfalls keine der zahlreichen französischen und italienischen Konstruktionen für das Tachymeter *„autoréducteur"* (*autoriduttore*) mit der hier angedeuteten messen, und ich glaube auch, dass diese (zum mindesten für die topographische Tachymetrie, für die sie bestimmt ist) *allen* Tangentenschrauben-Tachymetern (über die neueste Konstruktion, von Dörgens, vgl. mein Referat in diesem Heft *S. 335*) in diesen Beziehungen überlegen ist.

Der Vergleich mit der gewöhnlichen Tachymeterkonstruktion (wieder abgesehen vom Horizontalwinkel) stellt sich so: Man hat bei dieser zwei Ablesungen zu machen, l und α, jenes an der Latte, dieses am Höhenkreis, also zwei ganz verschiedene Arten von Ablesungen. Bei dem neuen Hammer-Fennel'schen Instrument sind ebenfalls zwei Ablesungen nothwendig, l_1 und l_2, aber beide im Gesichtsfeld des Fernrohrs an der Latte, fast mit einem Blick, sodass die Ablesung von l_1 und l_2 bequemer ist als die von l und α. Sodann aber hat man, ein Porro'sches Fernrohr vorausgesetzt, beim alten Tachymeter aus l und α zu rechnen

$$2. \quad \begin{cases} e = k \,.\, l \,.\, \cos^2 \alpha \\ h = e \operatorname{tg} \alpha = k \,.\, l \,.\, (\tfrac{1}{2} \sin 2\,\alpha) \end{cases}$$

mit Benutzung eines der bekannten Rechenhülfsmittel (Zahlentafel, Rechenschieber oder sonstiges graphisch-mechanisches Hülfsmittel), während bei dem neuen Instrument die Gleichungen 1. keine nennenswerthe Arbeit verursachen, wenn C_1 und C_2 runde Zahlen sind, z. B. $C_1 = 100$, $C_2 = 20$ und selbst dann einfacher als 2. zum Ziel führen würden, wenn C_1 und C_2 unrunde Zahlen wären; für diesen Fall würde für e und h je eine *kurze* Tafel (je *eine* Seite) mit einem Argument (l_1, l_2) ausreichen, indem die verschiedenen Werthe von α nicht gesondert in Betracht kämen.

3. Die eben angegebenen Konstanten $C_1 = 100$ und $C_2 = 20$ sollten dem ersten Modell des neuen Instruments zu Grund gelegt werden; mit Rücksicht auf die Oeff-

nung der Blende im Okular wurde aber dann zunächst $C_2 = 25$ genommen, sodass, da man mit 25 weniger bequem im Kopf multiplizirt als mit 20, der zuletzt angedeutete Fall (Tafel, aber nur mit dem Argument l_2) für die eine der Unbekannten eintreten müsste. Doch wird bei dem künftigen Instrument $C_2 = 20$ möglich sein, sodass die Benutzung jeder Tafel wegfällt.

Es erübrigt nur noch, hier einige Versuchsmessungen mit diesem ersten Modell des Instruments mitzutheilen, die über die erlangte Genauigkeit Aufschluss geben können. Zu bemerken ist, dass die bei diesen Versuchen gebrauchte Latte eine Strichlatte mit Zentimeter-Strichen war (Striche der Latte noch etwas zu fein, sodass auf grössere Entfernungen die Ablesung noch nicht genügend bequem war); Bezifferung der Latte mit ziemlich grossen *Dezimeter-Zahlen*; Nullpunkt (Marke) 1,4 *m* über dem Boden. Die Striche des Diagramms am Instrument waren ferner an diesem Modell noch etwas zu stark, auch aus diesem Grund konnte bei grössern Entfernungen nicht auf 1 *mm*, sondern nur auf 1 *cm* abgelesen werden; bei der topographischen Tachymetrie wird aber ja ohnehin so verfahren (Fehler 1 *cm* in l_1 giebt 1 *m* Fehler in der Entfernung, was für Aufnahmen z. B. in 1:2500 ziemlich gleichgültig ist, Fehler 1 *cm* in l_2 giebt 0,2 oder hier 0,25 *m* Fehler im Höhenunterschied h, was bei nicht ganz kleinem Höhenunterschied ebenfalls gleichgültig ist).

Von den Versuchen ist keine Zahl weggelassen; nur die zwei zuerst gemessenen Reihen sind ganz unterdrückt, weil die Beobachter noch nicht genügende Uebung in der Ablesung der l_1 und l_2 hatten (die Ablesekante war an dem Modell nicht genügend scharf). Die Ablesungen sind absichtlich nicht von mir, sondern von den Hrn. Hülfslehrer Haller und Assistent Heer gemacht.

I. Versuch, 3. Ablesungsreihe.

Datum: 2. Oktober 1900. *Wetter:* ziemlich trübe. *Ort:* Feuerbacher Heide bei Stuttgart.

Beobachter: Haller.

Nr.	*Mit Latten direkt gemessene Länge*	*Nivellirter Höhenunterschied*	(Ungefährer Höhenwinkel)	l_1 Lattenablesung für die Entfernung	l_2 Lattenablesung für den Höhenunterschied	Berechnete Entfernung ($C_1 = 98$) (s. u.)	Berechnete Höhendifferenz ($C_2 = 24,8$) (s. u.)	*Korrektion* für die Entfernung	*Korrektion* für die Höhendifferenz (auf 1 *dm* absolut)
1	33,4	— 7,90	— 14°	0,335	— 0,320	32,8	7,9	+ 0,6	0,0
2	53,4	— 11,47	— 13	0,540	— 0,452 (+ 0,2)	53,0	11,2 + 0,2 = 11,4	+ 0,4	+ 0,1
3	73,4	— 15,69	— 13	0,743	— 0,640	72,9	15,9	+ 0,5	— 0,2
4	113,4	— 18,04	— 9	1,155	— 0,675 (+ 1,4)	113	16,8 + 1,4 = 18,2	—[1]	— 0,2
5	136,4	— 15,76	— 7	1,390	— 0,620	136	15,4	—	+ 0,4
6	153,4	— 18,40	— 6,5	1,56	— 0,70 (+ 1,0)	153	17,4 + 1,0 = 18,4	—	0,0
7	173,4	— 18,54	— 6	1,78	— 0,75	174	18,6	—	— 0,1
8	193,4	— 18,94	— 5,5	$1,97_5$	— 0,77	194	19,1	—	— 0,2
9	213,4	— 18,91	— 5	2,18	— 0,77	214	19,1	—	— 0,2
10	233,4	— 18,98	— 4,5	2,39	— 0,77	234	19,1	—	— 0,1
11	253,4	— 19,04	— 4	2,59	— 0,76	254	18,9	—	+ 0,1

[1]) Von hier ab überall Uebereinstimmung auf das nächste *Meter* mit der gemessenen Entfernung, der Ablesung auf 1 *cm* an der Latte entsprechend. Die Fehler sind deshalb nicht angeführt.

Wie angedeutet, ist bei Entfernungen > 120 bis 150 *m* nicht mehr auf 1 *mm*, sondern nur auf 1 *cm* abgelesen, sowohl in l_1 für die Länge als in l_2 für den Höhenunterschied (für *topographische* Zwecke wird man überhaupt so verfahren, vgl. oben). Ueber die Fehler der Längen ist also kaum mehr etwas zu sagen, sie halten sich ganz in den Grenzen, die sich allein schon durch die Ablesungsgenauigkeit ergeben, und es ist deshalb bei den folgenden zwei Versuchsreihen auf die *Entfernung* gar keine

Rücksicht mehr genommen. Ueber die oben angenommenen Werthe von $C_1 = 98$, $C_2 = 24{,}8$ (statt 100 und 25) ist noch zu bemerken, dass bei der Reduktion des in grossem Maassstab aufgetragenen Diagramms das Längenverhältniss nicht ganz genau getroffen worden ist. Beim definitiven Instrument wird durch Verschiebung einer Linse die genau richtige Grösse erreichbar gemacht. Die Multiplikationen $C_1 . l_1$ und $C_2 . l_2$ sind oben (und auch bei den folgenden Versuchsreihen) mit dem *Taschenrechenschieber* gerechnet.

Der durchschnittliche Höhenfehler in der vorstehenden Reihe (Enfernungen von 30 bis 250 *m*, Höhenwinkel etwa — 14° bis — 4°) beträgt 0,15 *m*, der einzige grössere vorkommende Fehler 0,4 *m*. Die Zusatzzahlen zu einzelnen Höhenablesungen (0,2 bei Nr. 2, 1,4 bei Nr. 4, 1,0 bei Nr. 6) deuten an, dass bei den Höhenablesungen für diese Punkte der Nullpunkt der Latte nicht benutzt werden konnte, sondern die Latte an einer andern Stelle genommen werden musste.

II. Versuch, 1. Ablesungsreihe.

Datum: 5. Oktober 1900. *Wetter:* ziemlich trübe. *Ort:* an der Gäubahn (Falkert) bei Stuttgart.
Beobachter: Haller.

(Hier und im Folgenden nur noch die *Höhen* berücksichtigt.)

Nr.	*Nivellirter Höhen-unterschied*	(Ungefährer Höhenwinkel)	(Ungefähre Entfernung)	l_2 Lattenablesung für den Höhenunterschied	Berechneter Höhenunterschied ($C = 24{,}9$, s. u.)	Verbesserung des bestimmten Höhenunterschieds (absolut, auf 1 *dm*)
1	31,95	— 19°	92	— 1,26	— 31,4	+ 0,5
2	32,99	— 18	102	— $1{,}32_5$	— 33,0	0,0
3	34,47	— 16	122	— 1,37	— 34,2	+ 0,3
4	36,47	— 14	144	— $1{,}45_5$	— 36,3	+ 0,2

Die Veränderung der Konstanten von 24,8 bei I. auf 24,9 hier bei II. ist durch Veränderung am Instrument zu erklären (auch für die Längen zeigt sich die Konstante 99 statt oben 98 nothwendig); das Diagramm war an dem Modell noch nicht genügend fest. Die Vorzeichen der Verbesserungen deuten übrigens hier immer noch auf einen regelmässigen Fehler hin (z. B. kleine Nichtübereinstimmung der Höhe der Nullmarke der Latte mit der Instrumentenhöhe), aber in einem für *topographische* Zwecke gleichgültigen Betrag.

Der *durchschnittliche Fehler der Höhen* beträgt hier (bei Längen zwischen 90 und 140 *m*, Höhenwinkel zwischen — 19° und — 14°) 0,25 *m*.

II. Versuch, 2. Ablesungsreihe.

Datum: 5. Oktober 1900. *Wetter:* ziemlich trübe. *Ort:* Ebenda. *Beobachter:* Heer.

Nr.	*Nivellirter Höhen-unterschied*	(Ungefährer Höhenwinkel)	(Ungefähre Länge)	l_2 Lattenablesung für den Höhenunterschied	Berechneter Höhenunterschied ($C = 24{,}9$, s. o.)	Verbesserung des bestimmten Höhenunterschieds (absolut, auf 1 *dm*)
1	1,40	+ 4°	21	0,053	1,3	+ 0,1
2	2,84	+ 4	41	0,117	2,9	0,0
3	3,92	+ 4	51	0,157	3,9	0,0
4	4,72	+ 4	63	0,197	4,9	— 0,2
5	6,17	+ 4	79	0,247	6,1	+ 0,1
6	13,47	+ 7	103	0,54	13,5	0,0
7	24,35	+ 11	123	0,97	24,2	+ 0,2
8	35,87	+ 14	144	1,44	35,8	+ 0,1

Der *durchschnittliche Fehler einer Höhe* (Entfernung 20 bis 140 *m*, Höhenwinkel $+4^0$ bis $+14^0$) beträgt hier demnach in runder Zahl nur 0,1 *m*, ist also recht günstig. Es ist dies die letzte Ablesungsversuchsreihe, mit $C = 24,9$ (statt wie bei I. mit $C = 24,8$ und statt wie gewünscht $C = 25,0$) berechnet, s. oben. Die Uebung im Ablesen (die Ablesung ist noch nicht ganz so bequem als sie am definitiven Instrument wird, vgl. oben) ist hier etwas grösser gewesen als bei I. und II, 1.

Im Ganzen wird man — wenn berücksichtigt wird, dass die Messungen mit einem noch verbesserungsfähigen Modell des Instruments gemacht sind — die Ergebnisse dieser Versuchsmessungen für ganz befriedigend in Beziehung auf die Genauigkeit erklären können.

Referate.

Ueber das Gesetz der täglichen Bewegung des vom Siderostaten und Heliostaten gelieferten Bildes.

Von A. Cornu. *Journ. de phys.* (3) **9.** *S. 249. 1900.*

Zwischen Siderostat und Heliostat macht Verf. entgegen dem deutschen Sprachgebrauch den Unterschied, dass er mit ersterem Namen die Apparate belegt, bei welchen der reflektirte Strahl nach dem Südpunkt des Horizontes oder wenigstens in die Nähe desselben zu liegen kommt, mit dem zweiten Namen dagegen diejenigen, welche die auffallenden Strahlen nach dem Nordpunkt oder in dessen Nähe reflektiren. Will man bei der Definition auch auf die südliche Halbkugel Rücksicht nehmen, so muss man sagen: Beim Siderostaten wird der Strahl im Meridian nach dem vom sichtbaren Pol entfernteren Punkt des Horizontes, beim Heliostaten nach dem dem Pol näheren Punkt reflektirt.

Während bei Betrachtung des vom Siderostaten oder Heliostaten ins Fernrohr reflektirten Bildes der zentral eingestellte Punkt seine Lage unverändert beibehält, führen die anderen Bildpunkte, z. B. die sonst noch im Gesichtsfeld befindlichen Sterne, in 24 Stunden eine volle Umdrehung aus. Verf. entwickelt nun die Formeln, nach denen diese Rotationsbewegung vor sich geht und gelangt zu den folgenden hauptsächlichsten Resultaten.

Nennt man die durch den reflektirten Strahl und die Richtung nach dem Pol bestimmte Ebene die Hauptebene, so gilt, wie leicht einzusehen, der Satz, dass gleiche Zeiten vor und nach dem Durchgang des anvisirten Objektes durch die Hauptebene die Rotationsgeschwindigkeit des Gesichtsfeldes die nämliche ist. Ist der Polabstand des anvisirten Sternes kleiner als das Supplement der Poldistanz (Distanz von demselben, dem sichtbaren Pol) des reflektirten Strahles, so bewegt sich das Gesichtsfeld des Fernrohres im Sinne des Uhrzeigers; ist dagegen der Polabstand des anvisirten Sternes grösser als jenes Supplement, so geschieht die Drehung des Gesichtsfeldes im entgegengesetzten Sinne. Ist die Poldistanz des anvisirten Sternes gleich dem Supplement der Poldistanz der Reflexionsrichtung, so findet keine Drehung des Gesichtsfeldes statt. In diesem Falle liegt nämlich der Spiegel parallel der Polarachse und dreht sich mit der halben Umdrehungsgeschwindigkeit des Himmelsgewölbes. Verwirklicht ist dieser Fall, wie Verf. sagt, in dem Lippmann'schen Zoelostaten, oder wie wir sagen würden, in dem alten August'schen Heliostaten, der längst allgemein bekannt ist und von Hrn. Lippmann nicht von Neuem entdeckt zu werden brauchte.

Liegt der Beobachtungsort auf der südlichen Halbkugel, so ist der Sinn der Drehung der dem oben angegebenen entgegengesetzte.

Rechnet man die Zeit von dem Durchgang des anvisirten Objektes durch die Hauptebene, so wird, während die Zeit t von 0 bis 24 Stunden wächst, das Gesichtsfeld eine volle Umdrehung ausführen, aber nicht mit gleichförmiger Geschwindigkeit. Beim Siderostaten ist

die Umdrehungsgeschwindigkeit des Gesichtsfeldes für $t=0$ ein Minimum und für $t=12$ Std. ein Maximum. Wie gross das Minimum und das Maximum ist, hängt von dem Polabstand des anvisirten Sternes und dem Polabstand des reflektirten Strahles ab; jedenfalls ist das Minimum geringer und das Maximum grösser als die mittlere Geschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit der Himmelsumdrehung.

Liegt der reflektirte Strahl, wie dies gewöhnlich bei der Beobachtung der Fall ist, im Horizont, so fällt die Hauptebene mit der Meridianebene zusammen. Da man die Beobachtung in der Regel in der Nähe des Meridiandurchgangs des Gestirns anstellt, weil hier der Inzidenzwinkel am kleinsten ist, so kommt die relativ geringe Drehung des Gesichtsfeldes hierbei noch besonders zu Statten.

Bei den Heliostaten liegen die Beobachtungsverhältnisse insofern ungünstiger, als der Inzidenzwinkel meist viel grösser ist als bei den Siderostaten. Dazu kommt noch, dass gerade für $t=0$, also um die für die Beobachtung günstigste Zeit, die Umdrehungsgeschwindigkeit des Gesichtsfeldes ihr Maximum hat, für $t=12$ Std. dagegen ihr Minimum. Unter Umständen kann man daraus auch wieder Vortheil ziehen, z. B. wie Verf. angiebt, in dem Falle, dass die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne auf spektroskopischem Wege bestimmt werden soll. Man stellt zu diesem Behufe abwechselnd den einen und den anderen Sonnenrand auf den Kollimatorspalt, sodass der Sonnenäquator senkrecht zur Spaltrichtung steht. Gewöhnlich bedient man sich, um von dem einen Sonnenrand auf den anderen überzugehen, eines Prismas. Beobachtet man mit einem Heliostaten, so braucht man nicht 12 Stunden zu warten, bis das Sonnenbild sich im Gesichtsfeld um 180 Grad gedreht hat, sondern, wie Verf. für die geographische Breite von Paris berechnet hat, zur Zeit der Sommersonnenwende, wenn die Sonne also ihre höchste Deklination erreicht hat, 7 Std. 54 Min., zur Zeit der Tag- und Nachtgleichen 5 Std. 30 Min. und zur Zeit der Wintersonnenwende sogar nur 2 Std. 45 Min. Selbst dieses Intervall dürfte nach Ansicht des Ref. bei Untersuchungen der erwähnten Art noch viel zu gross sein, da man doch gerne die beiden Sonnenränder rasch hinter einander und ausserdem auch mehrmals abwechselnd einstellen wird. *Kn.*

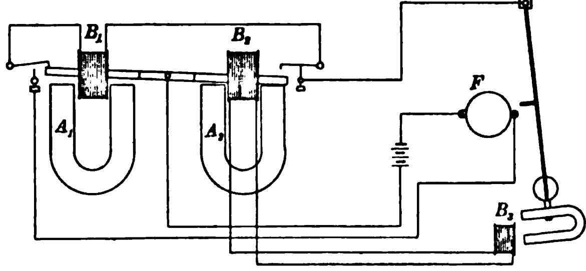
Pendel mit konstantem elektrischen Antrieb.

Von Ch. Féry. *Compt. rend.* ***130.*** *S. 1248. 1900.*

Das Pendel soll folgenden vier Bedingungen genügen:

1) Der Antrieb soll stets erfolgen, wenn das Pendel durch die vertikale Lage geht.

2) Das Klebenbleiben des Pendels an der Stelle des elektrischen Kontakts soll möglichst vermindert werden. Verf. hat bei seinen Versuchen ein solches Klebenbleiben noch bei Strömen unter 0,005 Ampere konstatiren können, wenn er auch bei der wenig konstanten Erscheinung ein Gesetz nicht finden konnte.



3) Der Isochronismus des Pendels darf durch den Kontakt bei der Stromzuführung nicht gestört werden.

4) Die Menge der dem Pendel bei jeder Schwingung zugeführten Energie muss konstant und unabhängig von dem Zustand der als Stromquelle dienenden Batterie sein.

Die Anordnung ist folgende. Zwei Hufeisenmagnete A_1 und A_2 sind neben einander aufgestellt und ihre aus Stäben weichen Eisens bestehenden Anker bilden einen um den zwischen den beiden Magneten in der Mitte liegenden Punkt beweglichen zweiarmigen Hebel. Schwingt das Pendel, wie in der beistehenden Figur angenommen, nach links, so wird bei vertikaler Pendellage durch einen am Pendel befindlichen Stift die kreisförmige Feder F geöffnet und in diesem Moment ein Strom erzeugt, welcher die Spirale B_1 durchläuft. Der durch die Achse dieser Spirale gehende Stab von weichem Eisen wird in Folge dessen

magnetisch und erfährt eine Anziehung durch den Magneten A_1, wodurch der Strom wieder unterbrochen wird. Der in den beiden Spiralen B_2 und B_3, welche einen sekundären Stromkreis bilden, hervorgerufene Induktionsstrom bewirkt einen Antrieb des Pendels, indem der eine Schenkel des am unteren Pendelende angebrachten Hufeisenmagneten in die Spirale hinein angezogen wird. Beim Rückgang des Pendels durch die Gleichgewichtslage erfolgt wieder momentaner Stromschluss, doch wird jetzt die Spirale B_1 in anderer Richtung wie vorhin vom Strom durchlaufen, sodass durch den jetzt auftretenden Induktionsstrom eine Abstossung des Pendels bewirkt wird. Bei der geringen Dauer des Stromes entspricht der Verbrauch an elektrischer Energie nur einer mittleren Stromintensität von 0,001 Ampere bei 10 Volt. *Kn.*

Diagramm für die Reduktion von Zirkummeridianhöhen auf den Meridian.

Revue maritime **146.** *S. 368. 1900.*

Der russische Marine-Offizier M. Vilkitsky hat ein Diagramm für die Lösung der in der Nautik so häufig vorkommenden oben angezeigten Aufgabe erdacht, welches auf dem nachstehenden Prinzip beruht. Die bekannte Reduktionsformel

$$x = \frac{2\cos\varphi\cos d\sin^2\frac{t}{2}}{\sin(\varphi - d)\sin 1'}$$

lässt sich auch wie folgt darstellen:

$$x = \frac{\sin^2\frac{t}{2}}{\left(\frac{\operatorname{tg}\varphi}{2} - \frac{\operatorname{tg}d}{2}\right)\sin 1'},$$

woraus folgt

$$\frac{x\sin 1'}{\sin\frac{t}{2}} = \frac{\sin\frac{t}{2}}{\frac{\operatorname{tg}\varphi}{2} - \frac{\operatorname{tg}d}{2}}.$$

Um mit einem bequemen Maassstab arbeiten zu können, setzt nun Vilkitsky

$$\frac{100\cdot\sin 1'}{10\sin\frac{t}{2}} = \frac{10\sin\frac{t}{2}}{\frac{\operatorname{tg}\varphi}{2} - \frac{\operatorname{tg}d}{2}}.$$

Dieses Verhältniss kann man geometrisch verschiedentlich konstruiren, z. B. indem man vom Scheitel des rechten Winkels eines rechtwinkligen Dreiecks die Höhe fällt, welche auf der Hypotenuse die Segmente $100\times\sin 1'$ und $\frac{\operatorname{tg}\varphi}{2} - \frac{\operatorname{tg}d}{2}$ abschneidet, vorausgesetzt, dass erstere selbst $10\sin(t/2)$ ist.

Das Diagramm besteht nun aus einer mit zwei Skalen versehenen Platte, wovon eine (die vertikale) den Werthen $10\sin(t/2)$, die andere (die horizontale) den Werthen $100\times\sin 1'$ entspricht.

Ein Schieber hat die Theilung für $\frac{\operatorname{tg}\varphi}{2} - \frac{\operatorname{tg}d}{2}$ und wird so eingestellt, dass der Nullpunkt der Vertikalskale mit jenem Punkte der Schiebertheilung koinzidirt, welcher dem Werthe von φ oder d (dem kleineren Elemente) entspricht. Nun wird ein rechtwinkliges Dreieck mit seinem Scheitel auf dem dem Werthe t entsprechenden Theilpunkt der Vertikalskale angebracht und derart um diesen Scheitel gedreht, dass die zur rechten Hand befindliche Kathete durch den Theilstrich d oder φ (durch das kleinere Element) geht. Die linke Kathete giebt dann x an. *E. G.*

Neues Tachymeter mit Tangentenschraube.

Von R. Dörgens. *Centralbl. d. Bauverwaltg.* **20.** *S. 458. 1900.*

Sein bekanntes Tachymeter mit Tangentenschraube, vom Jahr 1893, ausgeführt von A. Meissner (Inh. H. Müller & F. Reinecke) in Berlin, hat Hr. Dörgens neuerdings ziemlich wesentlich abgeändert. Bei jenem Instrument waren horizontale Entfernung E und Höhenunterschied H bis zum Lattenstandpunkt aus den zwei Gleichungen zu erhalten

$$E = k \cdot L$$
$$H = (t_u - t_w) L,$$

worin k die Instrumentenkonstante (z. B. 100), L das Stück der vertikalen Latte, das einer ganzen Trommelumdrehung entspricht, t_u die für die untere, t_w die für die horizontale Zielung des Fernrohrs sich ergebende Trommelablesung bedeuten. Es ist für den Gebrauch des Instruments eingewendet worden, dass bei starken Gefällwechseln das Drehen der Trommel durch mehrere Schraubengänge hindurch zeitraubend ist.

Bei der neuen Anordnung ist dieser Zeitaufwand nun auf eine an sich einfache und sinnreiche Art vermieden. Beim Gebrauch des neuen Instruments hat man für jeden Punkt folgende Handgriffe und Ablesungen nothwendig: Man richtet den Mittelfaden des Fernrohrs auf einen beliebigen Strich U der senkrecht stehenden Latte, z. B. 1 *m*, macht an der Trommel die entsprechende Ablesung $p\,\%$, dreht die Trommel um genau 1 % weiter (Einstellung durch Klemme und Feinschraube) und liest den der neuen Zielung entsprechenden Punkt O der Latte ab. Damit hat man $L = O - U$ und hieraus

$$E = 100 \cdot L, \qquad H = p \cdot L.$$

Der Verf. sagt von seinem neuen Instrument, dass es unter allen bisher bekannt gewordenen Anordnungen des Tachymeters mit Tangentenschraube die vollkommenste sei, und dass es wegen der leichten Handhabung und der einfachen Ableitung der Werthe E und H für die Zwecke der Ingenieurpraxis grosse Bedeutung habe. Es sind übrigens (nach dankenswerther direkter Mittheilung des Hrn. Verfassers an den Ref.) von dem neuen Instrument bis jetzt nur zwei Exemplare vorhanden, deren Messungsergebnisse den Verf. sehr befriedigt haben (in der angezeigten kurzen Notiz wird über diese Ergebnisse nichts mitgetheilt).

Zweifellos wird dem neuen Instrument, wie jeder guten Anordnung zur Vereinfachung der Tachymetrie, grosses Interesse entgegengebracht werden.

Man muss aber doch sagen, dass der Verrichtungen beim Gebrauch des Instruments noch etwas viele sind (vgl. oben: Anzielen eines Lattenpunkts; Trommelablesung; Trommeldrehung mit Feinstellung; nochmalige Ablesung an der Latte) und dass aus diesen Daten allerdings die Horizontaldistanz sehr einfach sich ergiebt, dass aber die Rechnung des Höhenunterschieds ($= p \cdot L$, Multiplikation zweier nicht runder Zahlen) noch zu umständlich ist.

Ich glaube, dass man den wirklich „selbstrechnenden“ Tachymetertheodolit für den Gebrauch noch sehr wesentlich vereinfachen kann (ohne Tangentenschraube) und glaube auch hier anzeigen zu dürfen, dass meine Bemühungen in dieser Richtung (vgl. *diese Zeitschr.* **18.** *S. 241. 1898*, dann aber die Notiz in *dieser Zeitschr.* **19.** *S. 377. 1899*) zum Ziel geführt haben. Eine erste Mittheilung darüber findet sich im vorliegenden Heft dieser Zeitschrift.

Hammer.

Neue Rechenscheiben.

Neben den Rechenschiebern mit geradlinigen Skalen werden fortwährend Rechenscheiben in immer neuen Ausführungen hergestellt. So hat z. B. Hr. Bezirksgeometer Röther in Weiden (Bayern) neben seiner kleinen (Taschen-) Rechenscheibe von 250 *mm* Umfang (oder rund 80 *mm* Durchmesser), für die er die Genauigkeit $^1/_{700}$ oder selbst $^1/_{900}$ angiebt, eine grössere Rechenscheibe für den Bureaugebrauch mit 220 *mm* Durchmesser ausgeführt, die die sehr hohe Genauigkeit von $^1/_{12000}$ oder 0,008 % haben soll. Es ist dabei zu bemerken, dass die Logarithmen der Zahlen 1 bis 10 nicht nur einmal den Kreisumfang einnehmen, sondern auf

$3^1/_3$ Kreisumfängen aufgetragen sind, sodass die Länge der Theilungseinheit nicht rund 690 *mm*, sondern $3^1/_3$-mal so viel, nämlich rund 230 *cm* beträgt. Dabei wäre an dieser Scheibe der nicht sehr grosse Durchmesser bei doch grosser Theilungslänge sehr willkommen, dagegen macht eben die Vertheilung der ganzen Skale auf mehrere Kreisumfänge ihre Anwendung wieder nicht sehr bequem. Die Scheibe ist, in einem Achsstift drehbar, auf einer Unterlage befestigt; die Ablesungen geschehen an einem mit Indexstrich versehenen Zelluloidstreifen. Im Handel ist diese grosse Scheibe meines Wissens bis jetzt nicht erschienen, dagegen erfreut sich die zuerst genannte kleine Röther'sche Scheibe bereits ziemlich grosser Verbreitung.

Eine ebenfalls für feinere Rechnung bestimmte Scheibe hat neuerdings Hr. Ingenieur E. Puller in St. Johann (Saarbrücken) herstellen lassen (D.R.G.M. 108461). Hier nimmt die Skale 1 bis 10 einfach den ganzen Umfang eines Kreises von 477 *mm* Durchmesser ein, ist also 150 *cm* lang, oder etwa $^2/_3$ von der Röther'schen und etwa der (geradlinigen, in Abschnitte zerlegten) Skale der bekannten Scherer'schen Rechentafel entsprechend. Die Theilstriche gehen zwischen 1 und 1,3 bis auf 0,002, zwischen 1,3 und 3,0 auf 0,005, zwischen 3,0 und 7,0 auf 0,01, von dort bis 10,0 auf 0,02. Der äussere Kreis (der **A**-Theilung am gewöhnlichen Taschenrechenschieber entsprechend) sowie der darin drehbare (der **B**-Theilung oder oberen Zungentheilung entsprechend) hat je vier Speichen, auf denen in jenem mit rother, in diesem mit schwarzer Farbe zur leichteren beiläufigen Uebersicht der Theilungen die grossen Zahlen 1, 2, 3 und 6 stehen; beide Kreise sind aus Holz gefertigt, die Theilungen sind aufgeklebt, das Ganze ist auf einem Brett von etwa 0,5 *m* Seitenlänge montirt, sodass der Apparat ziemlich sperrig ist. Abgelesen wird unter einer Lupe, unter die die Kreise beizudrehen sind (wobei jedoch selbst nach dem Anziehen der Klemme im Mittelpunkt Vorsicht geboten ist, wenn die Einstellung sich nicht verschieben soll). Die ganze Handhabung des Instruments lässt wegen der grossen Dimensionen an Bequemlichkeit etwas zu wünschen übrig. Bei dem für die geodätische Sammlung der Technischen Hochschule in Stuttgart bezogenen Exemplar ist auch eine verhältnissmässig grosse Exzentrizität zwischen innerem und äusserem Kreis zu bemerken (verschiedene Breite der Spalte zwischen den zwei Kreisen), worunter die Genauigkeit leidet; ich muss allerdings (auch mit Rücksicht auf die folgende Genauigkeitsangabe) beifügen, dass Hr. Puller selbst dieses Exemplar (eines der ersten) als nicht besonders gelungen bezeichnet und dass er es gegen ein späteres umtauschen will.

Trotzdem habe ich mit dem genannten Exemplar vor einigen Tagen durch einen Assistenten (dessen Uebung im Gebrauch von solchen mechanischen Rechenhülfsmitteln ziemlich gross ist) Genauigkeitsversuche anstellen lassen: es wurden 56 Multiplikationen (mit je zwei Faktoren) mit der Scheibe gerechnet (davon nur 10 mit solchen Zahlen, für die unmittelbar Striche auf der **A**- und **B**-Theilung vorhanden sind) und ihre Abweichungen und daraus die prozentischen Abweichungen von den (mit der Rechenmaschine gebildeten) richtigen Resultaten. Die Summe der Quadrate der prozentischen Abweichungen war 0,04619, somit der mittlere prozentische Fehler eines einfachen Produkts (ohne Unterscheidung der Anzahl von Ziffern in den Faktoren)

$$\sqrt{\frac{0,04619}{56}}\,\% = \pm\,0,0288\,\% \qquad \text{oder} \qquad \pm\frac{1}{3470}$$

des Produkts, während mir Hr. Puller einen nur halb so grossen Fehler anzeigte ($\pm$ 0,014 % oder $\pm\,^1/_{7200}$ des Produkts). Damit ist die obige (von mir nicht eingehend geprüfte) Angabe von Röther für seine grössere Scheibe zu vergleichen; vgl. ferner auch die Notiz von Hammer über die Thacher'sche Rechenwalze in der *Zeitschr. f. Vermess.* ***20.*** *S. 433. **1891*** (Genauigkeit $\pm$ 0,0031 % oder $\pm\,^1/_{32000}$) und die Bemerkung über die Scherer'sche Rechentafel *ebenda* ***22.*** *S. 54. 1893* (Genauigkeit $\pm$ 0,010 bis 0,018 % oder $\pm\,^1/_{10000}$ bis $^1/_{5550}$).

Im Allgemeinen sind von den Rechenscheiben die kleineren (z. B. die schon älteren von Landsberg in Hannover aus Metall mit *eingravirten* Skalen, von 15 *cm* Durchmesser, oder das Rechenrad von Beyerlen, von mir in *Zeitschr. f. Vermess.* ***15.*** *S. 382. 1886* angezeigt) viel bequemer als die oben besprochenen grossen, weil man mit jenen unter Umständen sogar mit der linken Hand rechnen, mit der rechten schreiben kann; freilich lässt sich dann auf

der andern Seite durch Vergrösserung der Dimensionen die Genauigkeit steigern, aber man greift, wenn eine gewisse Genauigkeitsstufe überschritten werden soll, doch überhaupt besser zur Logarithmentafel oder zu einer der (allerdings noch viel zu theuren und langsamen) üblichen Rechenmaschinen als zu einem der logarithmischen mechanischen Rechenhülfsmittel. *Hammer.*

Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten und von geschmolzenen Metallen durch Messung der Wellenlänge von Oberflächenwellen.

Von L. Grunmach. *Verhandl. d. Deutsch. physikal. Gesellsch.* **1.** *S. 13. 1899.*

Experimentelle Bestimmung von Kapillaritätskonstanten kondensirter Gase.

Von Demselben. *Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1900. S. 829.*

Für Flüssigkeitswellen, welche sich unter der gemeinsamen Wirkung der Schwere und der Oberflächenspannung bilden, hat Lord Kelvin eine Beziehung

$$v^2 = g\,\frac{\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{\alpha}{\sigma}$$

abgeleitet, in welcher v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, g die Beschleunigung der Schwere, λ die Wellenlänge, σ die Dichte der Flüssigkeit und α deren Oberflächenspannung bedeuten. Von den beiden Gliedern der rechten Seite der Gleichung entspricht der erste, von der Schwere abhängige Theil Wellen von grösserer Wellenlänge, die vorwiegend von der Schwere und nur in geringem Grade von der Oberflächenspannung abhängen, während der zweite Theil für Kapillarwellen gilt, die, von der Schwere nahezu unabhängig, in ihrem Entstehen und Fortbestehen fast nur durch die Oberflächenspannung bedingt sind. Für solche Kapillarwellen lässt sich daher das erste Glied der rechten Seite vernachlässigen; man kann setzen $v^2 = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{\alpha}{\sigma}$ und es ergiebt sich, wenn man $v = n.\lambda$ (n die Anzahl der Molekularschwingungen der Flüssigkeit) einführt, die Oberflächenspannung der Flüssigkeit in Dyne pro *cm*

$$\alpha = \frac{n^2\lambda^3\sigma}{2\pi}.$$

Nach dieser Formel lässt sich demnach die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit berechnen, wenn deren Dichte, Schwingungszahl und Wellenlänge bekannt ist.

Nachdem schon L. Matthiessen die Richtigkeit der Formel experimentell bestätigt hatte, hat nun Verf. die bereits von Matthiessen angewendete Methode weiter ausgebildet und zu einer Präzisionsmessmethode umgestaltet. Die Methode Matthiessen's bestand im Wesentlichen darin, dass er mit Hülfe von Stimmgabeln, an deren Zinken feine Stifte befestigt waren, die ihrerseits 1 bis 2 *mm* tief in die zu untersuchende Flüssigkeit eintauchten, Wellen auf der Flüssigkeit erregte. Diese Wellen bestanden aus zwei um die Spitzen als Zentren fortschreitenden Kreiswellensystemen und zwischen den Spitzen aus einem System stehender Interferenzwellen, hyperbelförmiger, in der Achse äquidistanter Rippen, deren Knoten und Bäuche sich durch die Spiegelwirkung gekrümmter Flächen als scharfe dunkle und helle Linien abheben. Matthiessen hatte bei seinen Versuchen die Stifte an den Zinken der Stimmgabel mit Wachs befestigt und die Wellenlänge λ gemessen, indem er über die Flüssigkeitsoberfläche einen Stangenzirkel von bekannter Spitzenentfernung hielt und eine möglichst grosse Anzahl der zwischen den Spitzen desselben liegenden Knotenlinien der Interferenzwellen direkt abzählte.

Grunmach hat nun zur genaueren Messung von λ ein Ablesemikroskop von folgender Form angewandt: Unmittelbar hinter dem Okular ist ein Schlittenapparat angebracht, der zwei in derselben Ebene liegende Fadenkreuzpaare enthält, welche einzeln durch besondere Schrauben relativ gegen einander bewegt und auf einer konstanten Entfernung, die im Maximum dem Abstande der beiden Stimmgabelspitzen (2,05 *cm*) entspricht, festgestellt werden können. Unabhängig von diesen Fadenkreuzpaaren lässt sich in einer zu ihrer Ebene

parallelen und von ihr um kaum mehr als die Dicke des Fadens entfernten Ebene ein dritter vertikaler Spinnwebefaden mittels einer feinen Mikrometerschraube bewegen, welche an ihrem Ende mit einer in 100 Theile getheilten Messtrommel versehen ist. Die Messung der Wellenlänge geschieht dann in folgender Weise: Nach Erregung der in die Flüssigkeit eintauchenden Stimmgabel werden die Kreuzungspunkte der beiden Fadenkreuzpaare mittels der zugehörigen Schrauben auf die Mitten *a* und *b* zweier symmetrisch zur Mitte liegenden Interferenzkurven eingestellt, die Anzahl der zwischen *a* und *b* liegenden Intervalle mittels des durch die Mikrometermessschraube zu bewegenden Vertikalfadens abgezählt und die Entfernung abgemessen durch die Differenz der beiden Ablesungen, die man an der Trommel der Messschraube erhält, einmal, wenn der Vertikalfaden auf *b*, und dann, wenn er auf *a* eingestellt wird. Zur Auswerthung der Schraube wurde mittels derselben vor und nach jeder Messungsreihe die Entfernung der Stimmgabelspitzen gemessen, welche andererseits durch zahlreiche Messungsreihen mittels eines Horizontalkomparators bestimmt ward.

Die zu untersuchende Flüssigkeit befand sich in einem weiten, tiefen Porzellangefäss. Die Beleuchtung der Oberfläche geschah durch einen regulirbaren Spalt, dessen Spiegelbild in dem senkrecht zur Stimmgabelachse befindlichen, gegen die Flüssigkeitsoberfläche passend geneigten Ablesemikroskop beobachtet wurde.

Im Folgenden sind in der Spalte I die für einige Flüssigkeiten gefundenen Werthe der Oberflächenspannung in Gramm-Zentimeter für eine Temperatur von 18° C. wiedergegeben.

	I.	II.
Quecksilber	0,400	—
Destillirtes Wasser	0,075	0,074
Absoluter Alkohol	0,027	0,029
Russisches Leuchtöl	0,031	0,033
Amerikanisches Mineralöl	0.030	0,031
19-proz. Zuckerlösung	0,067	0,069
30-proz. „	0,063	0,067

Zum Vergleich sind in Spalte II die nach der Steighöhenmethode gefundenen Werthe mitgetheilt.

Bei der Bestimmung der Kapillarkonstanten von schmelzenden und geschmolzenen Metallen war die Schwierigkeit zu überwinden, dass sich die Oberfläche leicht oxydirte. Diese Schwierigkeit wurde indessen dadurch behoben, dass man über der Oberfläche eine Stickstoff- oder Kohlensäure-Atmosphäre herstellte, indem diese Gase aus Bomben in schwachem, kontinuirlichem Strome über das Erhitzungsgefäss hinweggeblasen wurden. Die Herstellung einer absolut reinen Oberfläche geschah in der Weise, dass das Metall zunächst in einer grösseren Schale zum Schmelzen gebracht, und dann in diese eine kleinere eingesenkt wurde, die eine Oeffnung im Boden besass. Durch diese Oeffnung stieg dann das geschmolzene Metall in die kleinere Schale von unten hinein und bildete in ihr einen vollkommenen Spiegel. Bei den geschmolzenen Metallen bildete sich zwar das Wellensystem mit grosser Schärfe aus, doch blieb es zu geringe Zeit bestehen, um ausgemessen werden zu können. Verf. nahm deshalb seine Zuflucht zur Photographie der Wellensysteme, die leicht gelang. Die photographischen Aufnahmen wurden dann später mikrometrisch ausgemessen. Auf diese Weise ergaben sich die folgenden Werthe der Oberflächenspannung in Gramm-Zentimeter.

	Temperatur	Oberflächenspannung
Wood'sche Legirung	145° C.	0,345
Rose'sche „	145	0,350
Lipowitz'sche „	160	0,334
Zinn-Bleilegirung	215	0,394
Zinn	240	0,359
Blei	335	0,482.

Der Werth für Blei stimmt sehr gut mit den von Quincke und Siedentopf nach anderen Methoden gefundenen Werthen überein.

Endlich hat Verf. nach derselben Methode die Kapillaritätskonstante einiger kondensirter Gase bestimmt. Hierbei war nur zu beachten, dass die Schalen mit den kondensirten Gasen bis zum Rande gefüllt waren, weil sonst in Folge der starken Abkühlung der in der Luft enthaltene Wasserdampf zu Schnee kondensirt und die Flüssigkeitsoberfläche leicht durch Hineinfallen des Schnees gestört werden konnte. Es sind folgende Schlussresultate angegeben:

	Temperatur	Kapillarkonstante
Verflüssigte schweflige Säure .	— 25°	33,285 Dyne/*cm*
Pictet'sche Flüssigkeit . .	— 60°	38,209 „
Verflüssigtes Ammoniak . .	— 29°	41,778 „
Verflüssigtes Chlor	— 72°	33,6493 „

Schl.

Vergleichung von Platinthermometern.

Von H. M. Tory. *Phil. Mag.* (5) **50.** *S. 421. 1900.*

Die Arbeit hat zum Ziel, den Einfluss von Verunreinigungen des Platins auf die Genauigkeit in den Angaben des Platin-Widerstandspyrometers in Temperaturen zwischen 400° und 1000° zu untersuchen. Fünf Drähte käuflichen Platins wurden in dem genannten Temperaturintervall mit einem „Normaldraht" verglichen, welcher mit je einem der ersteren auf dasselbe Glimmerkreuz gewickelt war, um eine sichere Temperaturgleichheit beider herbeizuführen. Die Widerstandsmessung geschah nach der von Hrn. Callendar (*Phil. Trans. A.* **178.** *S. 161. 1887*) benutzten Brückenmethode. Die Pyrometer wurden in einem durch ein Gasgebläse erhitzten Bade von geschmolzenem Zinn verglichen.

Die Abweichungen von den Angaben des Normals verlaufen in dem betrachteten Temperaturintervall ziemlich geradlinig, sodass sie in der Form

$$pt - pt' = a\,pt' + b$$

darstellbar sind, wo pt die Platintemperatur des Normaldrahtes, pt' die des unreinen Drahtes bedeutet; die Werthe der Koeffizienten a und b liegen zwischen $a = +0{,}0142$, $b = -3{,}80$ und $a = -0{,}0106$, $b = +5{,}73$, was bei 900° einem Unterschied von etwa $-9°$ bezw. $+4°$ entsprechen würde. Für die Bestimmung der Konstanten dieser Platinthermometer durch Fixpunkte liefert die Benutzung des Silber-Schmelzpunkts naturgemäss bessere Resultate als der gewöhnlich verwendete Schwefel-Siedepunkt. Vor der endgültigen Vergleichung wurden sämmtliche Drähte einem Erhitzungsverfahren unterworfen, was beträchtliche Aenderungen des Nullpunktes zur Folge hatte. *Rt.*

Interferenzmethode zur Messung der Wellenlängen des Sonnenspektrums.

Von A. Pérot und Ch. Fabry. *Compt. rend.* **131.** *S. 700. 1900.*

Die Verf. haben eine Methode ausgearbeitet, um die von Rowland gemessenen Sonnenlinien direkt auf die von Michelson bestimmten Kadmiumlinien beziehen zu können. Mittels eines Spektroskops entwirft man ein Sonnenspektrum und lässt aus dem sehr engen Spalt ein Lichtbüschel heraus, das neben der zu untersuchenden dunklen Linie λ_1 Lichtstrahlen enthält, deren Wellenlängen insgesammt nur sehr wenig grösser und kleiner als λ_1 sind. Lässt man nun dieses Lichtbüschel durch eine planparallele, von zwei leicht versilberten (planparallelen) Glasflächen begrenzte Luftplatte von der Dicke e (z. B. 5 *mm*) auf ein auf Unendlich eingestelltes Fernrohr fallen, so beobachtet man die bekannten Haidinger'schen Interferenzringe. In den sich übereinander lagernden Interferenzsystemen der hellen Linien macht sich dann das der dunklen Linie λ_1 zukommende Interferenzsystem durch vollkommen dunkle Kreise bemerkbar und demnach der Messung zugänglich. Beleuchtet man hierauf denselben Apparat mit Kadmiumlicht, so kann man auf das Interferenzsystem eines der Kadmiumstrahlen von der bekannten Wellenlänge λ einstellen.

Im letzteren Falle sei p (eine ganze Zahl) die Ordnungszahl des ersten Ringes, dann ist die Phasendifferenz im Zentrum der Ringe gleich $(p + \varepsilon)\lambda$, wo ε ein echter Bruch und λ die

Wellenlänge in Luft ist. Aehnlich ist für die Sonnenlinie λ_1 der Gangunterschied der senkrecht durch die Luftplatte gegangenen Strahlen gleich $(p_1 + \varepsilon_1)\lambda_1$. Man hat daher

$$(p + \varepsilon)\lambda = (p_1 + \varepsilon_1)\lambda_1 = 2e \quad \text{und} \quad \lambda_1 = \lambda \frac{p + \varepsilon}{p_1 + \varepsilon_1}.$$

Die Zahl p lässt sich ein für allemal bestimmen und, da λ_1 angenähert bekannt ist, auch p_1. Ferner können die Grössen ε und ε_1 leicht berechnet werden, sobald man die zu den beiden Interferenzkreisen gehörigen Distanzwinkel (in Luft) i und i_1 gemessen hat. Es ist nämlich

$$p\lambda = 2e \cos i \qquad \text{also} \qquad \varepsilon = \frac{2e}{\lambda} - p = \frac{p}{\cos i} - p = p\frac{1 - \cos i}{\cos i}$$

und

$$\varepsilon_1 = p_1 \frac{1 - \cos i_1}{\cos i_1}.$$

Man erhält somit schliesslich

$$\lambda_1 = \lambda \frac{\frac{p}{\cos i}}{\frac{p_1}{\cos i_1}} = \lambda \frac{p}{p_1} \frac{\cos i_1}{\cos i}.$$

Diese Endgleichung geben die Verf. nicht an; auch lässt sich nicht ersehen, aus welchem Grunde sie überhaupt die Grössen ε und ε_1 einführen; denn aus der Grundgleichung für die Haidinger'schen Ringe

$$2e = \frac{p\lambda}{\cos i} = \frac{p_1 \lambda_1}{\cos i_1}$$

folgt ohne Weiteres die gesuchte Beziehung

$$\lambda_1 = \lambda \frac{p}{p_1} \frac{\cos i_1}{\cos i}.$$

Die nach dieser Methode erhaltenen Resultate beabsichtigen die Verf. in einer späteren Arbeit zu veröffentlichen. *Schck.*

Ueber eine Methode objektiver Darstellung der Eigenschaften des polarisirten Lichts.

Von N. Umow. *Ann. d. Physik* **2.** *S. 72. 1900.*

Auf einen Glaskegel (Oeffnungswinkel 68°) lässt man in der Richtung seiner Achse ein Bündel paralleler linear polarisirter Lichtstrahlen fallen. Fängt man das reflektirte Licht auf einem Schirm senkrecht zur Kegelachse auf, so beobachtet man einen hellen Ring, der von einem dunkeln diametralen Streifen getheilt wird. Gehen die Strahlen vorher durch eine senkrecht zur Achse geschnittene Quarzplatte, so löst sich der Ring in ein farbiges Band auf und zwar ist in zwei Halbringen die Farbenfolge die gleiche. Mit einer Doppelplatte aus rechts- und linksdrehendem Quarz kann man zwei Halbringe mit entgegengesetzter Farbenfolge erzeugen. Noch mannigfaltiger sind die Erscheinungen bei Einschaltung eines Babinet'schen Kompensators.

Bei weiteren Versuchen wurde der Glaskegel durch einen mit einem Pulverisator erzeugten „kegelförmigen Flüssigkeitsstrahl" (man sieht etwas schräg zur Richtung der Strahlen hinein) sowie durch einen Glaszylinder ersetzt, der mit einer fluoreszirenden Flüssigkeit (Kolophonium in Alkohol) oder mit Salmiakdämpfen gefüllt wird. Eine besonders auffallende Erscheinung erhält man in letzterem Falle, wenn man das Gefäss mit einer Rohrzuckerlösung (Dichte 1,3 bei 20° C.), der etwas Kolophoniumlösung zugesetzt ist, füllt und linear polarisirtes Licht in der Richtung der Achse hindurchschickt; man erblickt eine Reihe farbiger Bänder, welche sich in Schraubenlinien in der Flüssigkeitssäule emporwinden. *A. K.*

Ueber das Maximum der Empfindlichkeit von Galvanometern mit beweglicher Spule.

Von Ch. Féry. *Compt. rend.* ***128.*** *S. 663. 1899.*

Féry stellt sich die Aufgabe, dasjenige Widerstandsverhältniss $r':r$ des Torsionsdrahtes eines d'Arsonval-Galvanometers zum Spulenwiderstande zu berechnen, welches das Galvanometer möglichst empfindlich macht. Es bedeutet

μ Torsionskoeffizient des Aufhängedrahtes,
d' Durchmesser „ „
l' Länge „ „
β spez. Widerstand „ „
r' Widerstand „ „
P Gewicht, welches die Flächeneinheit vom Querschnitt des Aufhängedrahtes noch tragen kann,
δ den Ablenkungswinkel der Spule,
E die an das Galvanometer gelegte elektromotorische Kraft,
ϱ den inneren Widerstand derselben,
n Zahl der Windungen auf der Spule,
d Durchmesser des Spulendrahtes,
l Seite der quadratischen Spule,
α spez. Widerstand des Spulendrahtes,
r Widerstand der Spule,
V Volumen der Spule,
D spezifisches Gewicht der Spule,
H Stärke des magnetischen Feldes im Luftraum für die Spule.

Dann ist

$$\frac{\mu d'^4}{l'}\delta = \frac{E H l^2 n}{r + r' + \varrho} \qquad 1)$$

$$r' = \frac{4\beta l'}{\pi d'^2} \qquad 2)$$

$$r = \frac{16 l n \alpha}{\pi d^2} \qquad 3)$$

$$VD = P\frac{\pi d'^2}{4} \qquad 4)$$

$$V = n l \cdot \pi d^2 \qquad 5)$$

Eliminirt man aus diesen Gleichungen d, n, l', V, so erhält man

$$\delta = \left(\frac{\pi^{3/2} E H l}{32 \mu \beta d'}\sqrt{\frac{P}{\alpha D}}\right)\frac{r'\sqrt{r}}{r + r' + \varrho}.$$

Sind Durchmesser des Aufhängedrahtes und die Dimensionen der Spule gegeben, so kann man den Klammerausdruck als eine Konstante ansehen. Man erkennt aber, dass dann der Ausdruck auf der rechten Seite als Funktion der Widerstände r und r' weder ein Maximum noch ein Minimum wird. Man muss also noch eine Bedingung hinzufügen: 1) r' = konst. (Aufhängedraht gegeben), δ wird ein Maximum für $r = r' + \varrho$; 2) $r + r'$ = konst. (Galvanometerwiderstand gegeben), δ ist ein Maximum für $r' = 2r$.

Bei einer der gewöhnlichen Galvanometerkonstruktionen betrug $r' = 0{,}5$ Ohm, $r = 200$ Ohm. Nach Gl. 2 müsste für die grösste Empfindlichkeit $r' = 132$ Ohm, $r = 66$ Ohm gewählt werden. Der Galvanometerausschlag würde dadurch 153-mal so gross werden.

Dem Referenten erscheint die von Féry angegebene Berechnung etwas willkürlich. Durch die Berechnung sind die eliminirten Grössen gegeben. Erfüllt man also die Bedingung für das Maximum, so kann dies einen ungünstigen Werth für die Länge l' des Aufhängedrahtes oder des Volumens V zur Folge haben. Es ist mindestens ebenso berechtigt, die Dimensionen des Apparates als gegeben anzusehen; man hätte dann l' beizubehalten und statt dessen etwa d' zu eliminiren. Man erhält dadurch

$$\delta = \left(\frac{\pi^2 E H l}{64 \mu \beta}\sqrt{\frac{P}{\alpha \beta D l'}}\right)\frac{r'\sqrt{r r'}}{r + r' + \varrho}.$$

Wird $r + r'$ als konstant vorausgesetzt, so wird dieser Ausdruck für $3r = r'$ ein Maximum. Man kann also durch Veränderung der Voraussetzungen zu ganz verschiedenen Resultaten gelangen. Dabei können die Resultate für die Praxis ziemlich werthlos bleiben.

Denn für die praktische Brauchbarkeit eines Galvanometers kommt noch sehr wesentlich die Schwingungsdauer in Betracht. Um brauchbare Gleichungen für das Maximum der Empfindlichkeit zu erhalten, müsste man also auch die Gleichung für die Schwingungsdauer aufstellen und die Bedingung stellen, dass dieselbe einen bestimmten Betrag nicht überschreitet. *E. O.*

Ueber die Bestimmung der Wechselzahl von Wechselströmen.

Von C. Kinsley. *Phys. Rev.* **8.** *S. 244. 1899.* — E. Stöckhardt. *Elektrotechn. Zeitschr.* **20.** *S. 873. 1899.* — H. W. Smith. *Technology Quarterly* **12.** *S. 180. 1899.*

Um die Wechselzahl eines Wechselstromes, welcher einer für den Beobachter nicht zugänglichen Energiequelle entnommen wird, genau zu messen, hat Campbell (*Phil. Mag.* **42.** *S. 159. 1896*) das Prinzip angegeben, die Periodenzahl eines mechanisch schwingenden Körpers so lange zu verändern, bis Resonanz mit dem Wechselstrom eintritt. Er benutzte zu diesem Zwecke einen vor einem Elektromagneten ausgespannten Stahldraht, dessen Länge so lange verändert wurde, bis der durch den Wechselstrom erregte Elektromagnet den Draht in möglichst grosse Schwingungen versetzte.

Um nun einen Apparat zu erhalten, der empfindlicher ist und eine leichtere Art der Einstellung gestattet, lässt Kinsley den durch den Wechselstrom erregten Elektromagneten auf das Ende einer am andern Ende fest eingespannten flachen Feder aus Stahl wirken. Um die Eigenperiode der Feder verändern zu können, ist auf derselben ein Laufgewicht aus unmagnetischem Material verschiebbar. Durch theoretische Betrachtungen, die sich an Untersuchungen von Lord Rayleigh anschliessen, ist die ganze Schwingungsdauer einer derart belasteten Feder durch folgende Formel dargestellt:

$$t^2 = A\frac{m r^3}{h \tau^3} + B\frac{l^4}{\tau^2}.$$

Darin bedeutet m die Masse des Laufgewichtes in g; r den Abstand des Laufgewichtes von der Einspannstelle in cm; h die Breite der Feder in cm; τ die Dicke der Feder in cm; l die Länge der Feder in cm; A und B sind zwei Konstanten, die vom Material der Feder abhängen.

Diese Formel wurde experimentell geprüft und richtig befunden. Sind A und B für ein Material bekannt, so kann man die Formel benutzen, um die Dimensionen eines Apparates für ein vorgeschriebenes Messbereich zu berechnen. In einem von Kinsley gegebenen Beispiel ist für Bandeisen

$$A = 1{,}17 \cdot 10^{-10} \qquad B = 2{,}13 \cdot 10^{-10}$$
$$\tau = 0{,}056\ cm \qquad h = 1\ cm \qquad m = 0{,}27\ g$$
$$l = 7{,}7\ cm.$$

Folglich ist

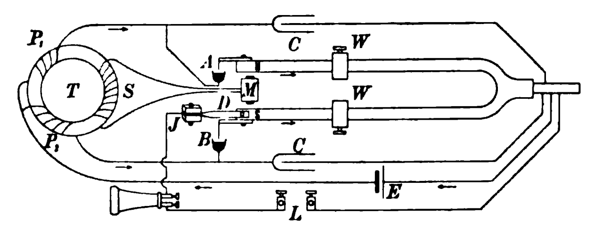
$$t^2 = 1{,}80 \cdot 10^{-7}\, r^3 + 2{,}39 \cdot 10^{-4}.$$

Somit kann man mit dieser Anordnung Periodenzahlen von 64,7 bis 56,1 (in der Sekunde) messen.

Bei dem Apparat von Stöckhardt ist an Stelle der Feder eine Stimmgabel gesetzt, auf deren Zinken Laufgewichte verschiebbar sind. Zwischen die Zinken der Gabel ist eine Spule mit Kern aus weichem Eisen gestellt, die unter Vorschaltung geeigneter Widerstände an die zu untersuchende Wechselspannung angeschlossen wird. Durch Verschieben der Laufgewichte wird auf das Tonmaximum der Gabel eingestellt. Die Skale wird empirisch ermittelt.

H. W. Smith verwendet ebenfalls eine Gabel mit verschiebbaren Laufgewichten; die Gabel wird aber durch eine besondere Batterie E in Schwingungen versetzt. Diese Batterie steht in Verbindung mit den parallel geschalteten und in entgegengesetzter Richtung gewickelten Primärspulen P_1 und P_2 eines kleinen Ringtransformators; P_1 und P_2 sind mit den Quecksilbernäpfen A und B verbunden, in welche an den Zinken der Gabel befestigte

Stifte eintauchen können; die Gabel selbst ist mit dem anderen Pol der Batterie E verbunden. Parallel zu den Unterbrechungsstellen sind zur Aufnahme der Extraströme zwei Kondensatoren C geschaltet. Die sekundäre Wicklung S des Transformators T ist durch einen zwischen die Zinken der Gabel gestellten Elektromagneten M geschlossen. Die Zinken der Gabel sind nord- bezw. südmagnetisch gemacht. Schwingt die Gabel, so ist während der einen Halbperiode der Kontakt A, während der anderen Halbperiode der Kontakt B geschlossen; es entstehen also während einer Periode in M zwei Stromstösse in entgegengesetzter Richtung, die bei geeigneter Stromrichtung zum Antrieb der Gabel benutzt werden können. Die Gabel schwingt nun in der der Stellung der Laufgewichte W entsprechenden Eigenperiode. Um zu entscheiden, ob letztere mit der Periode des zu untersuchenden Wechselstromes übereinstimmt, ist an eine der Zinken ein kleiner scharf zugespitzter Stift D angesetzt, der auf einer gut polirten Fläche J gleitet; letztere besteht aus zwei Elfenbeinbacken, die ein schmales Platinblech einfassen. Der Platinstreifen ist so gestellt, dass er in der Ruhelage der Gabel von dem Stift berührt wird. Hinter diesen Kontaktmacher ist ein Telephon geschaltet. An die Klemmen L wird der zu untersuchende Wechselstrom angeschlossen. Sind die Laufgewichte so eingestellt, dass die Gabel genau dieselbe Periode hat, wie der Wechselstrom, so hört man im Telephon einen Ton von konstanter Stärke, wobei die Stärke selbst von der Phasendifferenz zwischen Wechselstrom und den Schwingungen der Gabel abhängt. Wird die Gabel auch nur um ein wenig verstimmt, so entstehen im Telephon Schwebungen, die in gewöhnlicher Weise zur Bestimmung der Differenz der Periodenzahl von Wechselstrom und Gabel benutzt werden können.



E. O.

Neu erschienene Bücher.

H. A. Lorentz, Lehrb. d. Differential- u. Integralrechnung und der Anfangsgründe der analytischen Geometrie. Mit besonderer Berücksicht. der Bedürfnisse der Studirenden der Naturwissenschaften. Unter Mitwirkg. des Verf. aus dem Holländischen übersetzt von Prof. Dr. G. C. Schmidt. gr. 8°. VII, 476 S. m. 118 Fig. Leipzig, J. A. Barth. 10,00 M.; geb. in Leinw. 11,00 M.

Das Werk gehört nicht in die Reihe der rein mathematischen Lehrbücher, sondern will einen zur Einführung in das Studium der Naturwissenschaften geeigneten Lehrgang der Differentialrechnung geben. Dem entsprechend enthält das Buch eine reiche Fülle von Anwendungen, die, wie schon der bekannte Name des Verfassers erwarten lässt, in erster Linie der Physik entnommen sind. Diese Anwendungen sind theils als Beispiele vollständig durchgeführt, zum grösseren Theile als Aufgaben gestellt, deren Auflösungen in einem Anhang beigefügt sind. Dadurch werden die zur Erlangung der nöthigen mathematischen Rechenfertigkeit unentbehrlichen Uebungen zugleich für den Zweck der Naturwissenschaften nutzbar gemacht. Es ist weniger die erlangte Kenntniss der vereinzelten naturwissenschaftlichen Probleme, welche hier einen Gewinn bedeutet, als das wirkliche Rechnen mit den Formeln und Gleichungen, durch welche diese Probleme dargestellt werden. Denn erst bei solchem Rechnen pflegen alle physikalischen Eigenschaften hervorzutreten, die durch eine mathematische Formel ausgedrückt werden. Es ist darum sehr zu begrüssen, wenn auf diesen Punkt vom Naturwissenschaftler bereits beim Studium der Hülfswissenschaften in nachdrücklicher Weise Werth gelegt wird.

Da nur die elementaren Gymnasial-Kenntnisse vorausgesetzt werden, ist etwa der vierte Theil des Buches auf einleitende Kapitel verwandt, in welchen die Theorie der Logarithmen, der algebraischen und goniometrischen Funktionen, sowie auch die Grundbegriffe

der analytischen Geometrie auseinander gesetzt werden. Der Haupttheil umfasst dann die Differential- und Integralrechnung einschliesslich der Lehre von den mehrfachen Integralen. Endlich ist noch die Theorie der für die Physik besonders wichtigen Fourier'schen Reihe, sowie einiger, auch partieller, Differentialgleichungen behandelt. *Dst.*

Friedersdorff, Anleitung für Landmesser-Zöglinge zur praktischen Ausführung von Feldarbeiten. gr. 8°. 103 S. m. Abbildgn. Berlin, Parey 1900. 4,50 M.

Da das Werkchen (dessen Nutzen der Ref. nicht bestreiten will), abgesehen von seinem etwas bunten Anhang, nur die Messgehülfengeschäfte der Feldmessung beschreibt, so fällt naturgemäss für die Instrumentenkunde nichts ab und es sei nur beiläufig bemerkt, dass es *S. 10* statt Neigungsmesser von Steiff Neigungsmesser von Gonser heissen muss; übrigens ist die Anwendung dieses Gradbogens beim Längenmessen, nach dem man sich fortwährend bücken muss, so unbequem, dass er den Vergleich mit anderen Lattenreduktoren (*nicht mehr* Neigungsmesser), z. B. dem Krayl'schen, dessen Anwendung der Verf. sonderbarerweise als „etwas umständlich" bezeichnet, entfernt nicht aushält. *Hammer.*

J. A. Ewing, *Magnetic Induction in Iron and other Metals.* 3. revid. Ausg. 8°. 512 S. mit Fig. London 1900. Geb. in Leinw. 10,80 M.

P. Janet, *Leçons d'Électrotechnique générale professées à l'École supérieure d'electricité.* gr. 8°. IX, 604 S. mit 307 Fig. Paris 1900. 16,50 M.

W. v. Miller und **H. Kiliani,** Kurzes Lehrb. d. analyt. Chemie. 4. Aufl. Bearb. v. Prof. Dr. H. Kiliani. gr. 8°. X, 631 S. m. 98 Abbildgn. u. 1 Spektraltafel. München, Th. Ackermann. 10,00 M; geb. in Leinw. 11,00 M.

H. R. Kempe, *Handbook of Electrical Testing.* 6. Ausg. 8°. 654 S. m. Fig. London 1900. Geb. in Leinw. 18,50 M.

S. H. Poynting and **J. J. Thomson,** *Textbook of Physics. Sound.* 8°. 176 S. m. Illustr. London 1900. Geb. in Leinw. 8,80 M.

R. Busquet, *Traité d'Électricité industrielle.* 2 Bde. 8°. 1000 S. m. Fig. Paris 1900. 8,50 M.

G. T. Walker, *Aberration and some other Problems connected with the electromagnetic Field.* 8°. Mit Fig. Cambridge 1900. Geb. in Leinw. 5,20 M.

E. Gérard, *Traction électrique.* gr. 8°. Mit 92 Fig. Paris 1900. 3,00 M.

J. O. Lodge, *Signalling across Space without Wires. Being a description of the work of Hertz and his successors. 3. edition, with additional remarks concerning the application to Telegraphy and later developments.* 8°. 136 S. m. Illustr. London 1900. Geb. in Leinw. 5,20 M.

E. Mascart, *Traité de Magnétisme terrestre.* gr. 8°. Mit 91 Fig. Paris 1900. 12,50 M.

M. Tissandier, *La Pratique expérimentale radiographique. Manuel des applications générales des rayons de Röntgen.* 12°. 136 S. Paris 1900. 2,00 M.

Ch. P. Steinmetz, Theorie u. Berechnung der Wechselstromerscheinungen. Deutsche Ausgabe. Mit 189 Textfig. 2. Hälfte. gr. 8°. XVII u. XVIII u. S. 185—512. Berlin, Reuther & Reichard. Subskr.-Pr. 6,00 M.; Kplt. erhöhter Pr. 12,00 M.; geb. in Leinw. 13,50 M.

M. Cantor, Vorlesungen üb. Geschichte der Mathematik. III. Bd. 1. Abth. Von 1668 bis 1699. Mit 45 in den Text gedr. Fig. 2. Aufl. gr. 8°. 261 S. Leipzig, B. G. Teubner. 6,60 M.

F. Schilling, Ueb. die Nomographie v. M. d'Ocagne. Eine Einführung in dieses Gebiet. gr. 8°. 47 S. Leipzig, B. G. Teubner. 2,00 M.

Notiz.

In der Abhandlung von E. von Höegh, Zur Theorie der zweitheiligen verkitteten Fernrohrobjektive in *dieser Zeitschr.* **19.** *S. 37. 1899* ist auf *S. 38* Folgendes zu verbessern:

Anstatt $b_5 = -\varphi^2 \frac{3n_2+1}{n_2}$ muss es heissen: $b_5 = -\varphi^2 \frac{3n_2+1}{n_2-1}$.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

Zeitschrift für Instrumentenkunde.

Redaktionskuratorium:

Geh. Reg.-Rath Prof. Dr. **H. Landolt**, Vorsitzender, Prof. Dr. **A. Westphal**, geschäftsführendes Mitglied, Prof. Dr. **E. Abbe**, Dr. **H. Krüss**.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

XX. Jahrgang. **Dezember 1900.** Zwölftes Heft.

Bestimmung der Ausdehnung des Wassers für die zwischen 0° und 40° liegenden Temperaturen[1].

Von

M. Thiesen, K. Scheel und **H. Diesselhorst.**

Die Ausdehnung des Wassers ist bisher nach zwei Methoden bestimmt worden. Entweder man wog einen und denselben Körper in Wasser von verschiedenen Temperaturen, oder man beobachtete die scheinbaren Volumenänderungen des Wassers in einem meist gläsernen Hohlkörper (Dilatometer); Modifikationen der letzteren Methode bestehen darin, dass man die Masse des den Hohlkörper ganz erfüllenden Wassers durch Wägung bestimmt (pyknometrische Methode), oder darin, dass man durch Wägung die Quecksilbermenge findet, welche nöthig ist, um den Hohlkörper neben einer konstanten Wassermenge anzufüllen (Methode des Ausflussthermometers).

Alle diese Methoden sind relative, sie gestatten die Ausdehnung des Wassers nur in Verbindung mit der eines anderen Körpers zu finden. Um die Ausdehnung des Wassers selbst zu erhalten, waren stets Hülfsbestimmungen oder bestimmte Annahmen über die Ausdehnung des zur Anwendung gelangten Körpers (Glas, Quecksilber, Quarz, Platin-Iridium) nöthig, die vielfach zu grossen Bedenken Veranlassung geben und mit ihren Fehlern ganz in die Ausdehnung des Wassers eingehen. Insbesondere aber bei der Bestimmung der Ausdehnung des Wassers in der Nähe des Maximums seiner Dichte spielt die Ausdehnung des Hülfskörpers eine überwiegende Rolle.

Die Versuche, über welche hier berichtet werden soll, sind nach der absoluten Methode der kommunizirenden Röhren angestellt. Nach dem Grundprinzip dieser Methode, wie es von Dulong und Petit benutzt wurde, sind die Längen zu messen, bei welchen zwei miteinander kommunizirende Flüssigkeitssäulen einander das Gleichgewicht halten; diese Längen verhalten sich umgekehrt wie die Dichten der Flüssigkeiten. Doch hat schon Regnault aus praktischen Gründen bei seiner Bestimmung der Ausdehnung des Quecksilbers die Längen der zu vergleichenden Säulen nahezu gleich gemacht und dafür die an den nicht kommunizirenden Enden auftretende Druckdifferenz durch ein Differentialmanometer gemessen, dessen beide Schenkel auf möglichst gleicher Temperatur gehalten wurden; er hat mit anderen Worten den Druck der kälteren, dichteren Quecksilbersäule durch eine gleich lange Säule aus warmem Quecksilber und durch eine kurze Säule von Zimmertemperatur ausgeglichen. Dasselbe Prinzip ist bei der vorliegenden Untersuchung zur Anwendung gekommen.

[1]) Aus der von M. Thiesen in den *Wissensch. Abhandl. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt* **3.** *S. 1 bis 70. 1900* mitgetheilten Arbeit auszugsweise veröffentlicht von Dr. K. Scheel.

Bei der Konstruktion des Apparates musste ausserdem eine bei Regnault's Versuchen vielfach besprochene Unsicherheit möglichst vermieden werden, welche vom Durchmesser der horizontalen Theile der kommunizirenden Rohre abhängt und davon herrührt, dass in diesen Theilen ein statisches Gleichgewicht überhaupt nicht eintreten kann.

Ein besonderer Werth wurde auch auf die scharfe und sichere Bestimmung der Temperatur des Wassers gelegt, damit die Methode auch in dieser Beziehung den indirekten Methoden mindestens ebenbürtig werde.

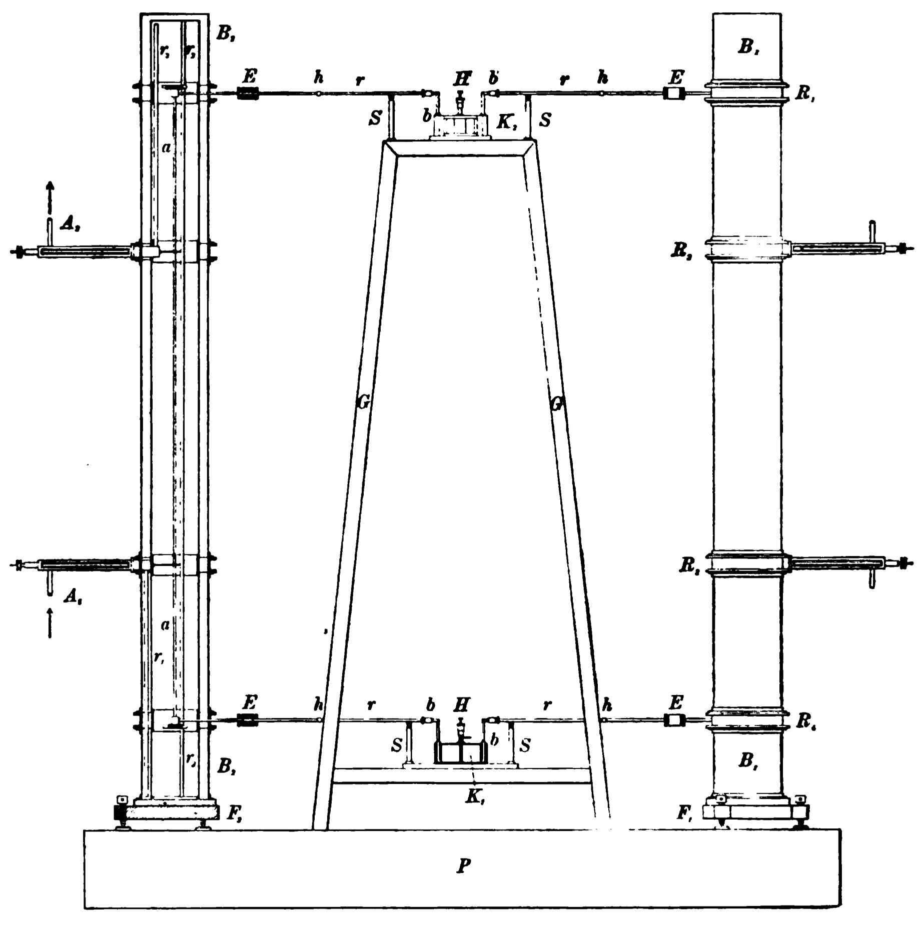


Fig. 1.

Der nach den vorstehend skizzirten Prinzipien konstruirte Apparat besteht der Hauptsache nach aus zwei einander ganz gleichen und symmetrisch zu einander aufgebauten, 3 *m* hohen Wasserbädern, welche von den in einem Nebenraume befindlichen Thermostaten gespeist und auf der gewünschten Temperatur erhalten werden. Im Innern der Wasserbäder befinden sich die 2 *m* langen vertikalen Theile des kommunizirenden Röhrensystems; seine horizontalen Theile führen nach Durchbrechung der Wasserbäder zu den mitten zwischen den beiden Bädern auf einem Eisengerüst montirten Wasserkästen. Der obere dieser Kästen diente nur zur direkten Verbindung der beiden Theile des oberen Horizontalrohres; der untere diente als Differentialmanometer, welches mittels zweier davor aufgestellter Mikroskope abgelesen wurde.

Die in Fig. 1, links im Durchschnitt, rechts in Ansicht in etwa $^1/_{24}$ der natürlichen Grösse dargestellten Wasserbäder B_1 und B_2 sind auf nivellirbaren Fussplatten F_1, F_2 montirt, welche 1,80 *m* von einander entfernt auf einem niedrigen, gemauerten Pfeiler *P* von 250 *cm* Länge, 45 *cm* Breite und 25 *cm* Höhe stehen. Jedes der Bäder besteht im Wesentlichen aus zwei konzentrischen geschlossenen Zylindern, von denen der äussere bei 2,5 *m* Länge 20 *cm* Durchmesser, der innere bei etwas geringerer Länge 14 *cm* Durchmesser hat. Der Inhalt des ringförmigen Raumes zwischen den Zylindern ist also angenähert gleich dem Inhalt des inneren Zylinders.

Jedes Bad ist aus einzelnen Stücken Messingrohr sorgfältig aufgebaut; abgesehen von der gemeinsamen Bodenplatte verbinden noch vier Doppelringe R_1, R_2, R_3, R_4 aus Messingguss die einzelnen Rohrstutzen und geben dem Ganzen eine grosse Festigkeit. Die hermetische Dichtung des äusseren Zylinders erfolgt durch Ringe, welche auf die Rohrstutzen aufgelöthet sind und deren geschliffene Flächen an entsprechende Flächen der Doppelringe mit einer Zwischenlage von wachsgetränkten Papierringen angeschraubt wurden. Die inneren Rohrstutzen sind aufgelöthet; ein Fehler in den Löthungen ist hier ohne Bedeutung.

Ausserdem erfüllen die Doppelringe noch weitere Aufgaben; die beiden mittleren R_2, R_3, 1 *m* von einander entfernt, enthalten Ansätze A_1, A_2 zur Zu- und Abführung des Wassers, dessen Durchfluss das Bad auf der gewünschten Temperatur erhalten sollte, und zur Aufnahme der Thermometer, welche zur Messung der Wassertemperatur dienten; die beiden äusseren Doppelringe R_1, R_4, 2 *m* von einander entfernt, tragen das kommunizirende Röhrensystem.



Fig. 2.

Die Zirkulation des Speisewassers im Innern des Bades ist leicht an dem in Fig. 1 links im Durchschnitt gezeichneten Bade B_2 zu verfolgen. Das vom Thermostaten kommende Wasser tritt bei A_1 in den unteren Ansatz ein, wird durch ein nahe 75 *cm* langes, im äusseren Zylinder liegendes Rohr r_1 bis zum Boden geführt, tritt in den äusseren Zylinder aus, durchfliesst diesen seiner ganzen Länge nach, wird von oben durch ein im Deckel des inneren Zylinders befestigtes, nahe 2,5 *m* langes Rohr r_2 innerhalb des inneren Zylinders zum Boden zurückgeführt, tritt hier in den inneren Zylinder aus, durchfliesst ihn der Länge nach und wird schliesslich durch ein nahe 75 *cm* langes Rohr r_3 zum oberen Ansatz und durch diesen bei A_2 zum Thermostaten zurückgeführt. Das Speisewasser durchfloss also den mittleren Theil des Bades dreimal, die Enden viermal, aufwärts mit kleiner, abwärts mit grosser Geschwindigkeit. Dass der Zweck dieser Einrichtung, eine Schichtung im Innern des Bades zu vermeiden und die Temperaturschwankungen des Speisewassers auszugleichen, gut erreicht wurde, bewies die Uebereinstimmung zwischen den beiden in demselben Bade befindlichen Thermometern und die verhältnissmässig langsame Aenderung ihrer Angaben.

Die Ansätze, welche das Heizwasser zu- und abführten, dienten ausserdem noch zur Aufnahme der Thermometer, welche die Temperatur im Innern der Wasserbäder und damit auch die Temperatur des nahe der Achse dieser Bäder liegenden vertikalen Theiles *a* des kommunizirenden Röhrensystems messen sollten. Das Thermometer wurde zunächst mittels zweier Korke, wie die obenstehende Fig. 2 zeigt, in dem inneren von zwei ineinander geschliffenen Messingrohren befestigt. Die Rohre sind

von mehreren, einander genau entsprechenden Ausschnitten durchbrochen, durch welche die Ablesung des Thermometers erfolgen konnte; verdrehte man aber die Rohre gegen einander um 90°, so hörte die Wasserkommunikation durch die Ausschnitte auf und das Röhrensystem konnte wie ein massiver Stab fast ohne Wasserverlust in das gefüllte Bad eingeschoben und aus ihm entfernt werden.

Das äussere Rohr des Röhrensystems war vorn in die zylindrische Verlängerung der Ansätze A_1, A_2, hinten in eine konisch ausgedrehte Oeffnung dieser Ansätze eingeschliffen; das Thermometergefäss ragte durch diese Oeffnung hindurch in den inneren Zylinder hinein.

Während sich also das Thermometergefäss genau an der Stelle befand, deren Temperatur bestimmt werden sollte, wurde auch der übrige Theil des Thermometers vom Speisewasser umspült, man war dadurch der Anbringung einer stets nur schwierig und ungenau zu bestimmenden Korrektion für den herausragenden Faden enthoben.

Die Ansätze A_1, A_2 (Fig. 1) haben die Form langer viereckiger Kästen, deren lange Seitenwände durch Spiegelglasplatten ersetzt sind. Durch die vordere Spiegelglasplatte und das Speisewasser hindurch erfolgte die Ablesung der von hinten beleuchteten Thermometer in optisch sehr befriedigender Weise mit Hülfe von fest aufgestellten Ablesemikroskopen. Durch Drehen des die Thermometer tragenden Röhrensystems konnten die Thermometer in beiden Lagen „Theilung vorne“ und „Theilung hinten“ zwecks Elimination des parallaktischen Fehlers abgelesen werden.

Die Thermostaten, welche das Heizwasser für die beiden Bäder lieferten, sind schon früher[1]) beschrieben worden, worauf hier verwiesen werden mag. Zu erwähnen ist nur, dass in die Leitung, welche zum Thermostaten zurückführte, ein mit regulirbarem Hahne versehenes Zweigrohr mündete, durch welches dem zurückfliessenden Wasser Eiswasser beigemischt wurde, falls die gewünschte Temperatur unter Zimmertemperatur lag. Für die Temperatur 0° wurde unter Benutzung eines Dreiwegehahnes mit sehr weiter Bohrung der Thermostat ganz ausgeschaltet und die Zirkulation erfolgte nur durch das Eisbad hindurch.

Die beiden äusseren Doppelringe der Wasserbäder R_1, R_4 (Fig. 1) dienten als Träger des Röhrensystems, in dem sich das zur Untersuchung kommende Wasser befand. Dieses System besteht aus den vertikalen, nahe der Achse der beiden Bäder, aber unter Umgehung der Thermometergefässe, liegenden Theilen a, den vier horizontal verlaufenden Verbindungsröhren r und den Wasserkästen K_1, K_2.

Die Röhren a und r haben eine lichte Weite von 6 *mm*. Für den horizontal verlaufenden Theil wäre allerdings eine viel geringere Weite erwünscht gewesen, um die Unsicherheit zu vermindern, welche von der verschiedenen Temperatur des Wassers an den verschiedenen Stellen des horizontalen Rohres herrührt. Andererseits ergiebt die Rechnung, dass es unzulässig ist, die Bohrung sehr wesentlich, etwa auf 1 *mm* herabzumindern, da sonst der Ausgleich der Niveaus in den als Manometer dienenden Wasserkästen viel zu lange Zeit in Anspruch genommen hätte.

Es war deshalb eine Einrichtung getroffen, welche bezweckte, die Verbindung nach Erreichung der Temperaturkonstanz während der eigentlichen Messung nur durch 1 *mm* weite, gut ausnivellirte Röhren stattfinden zu lassen, dagegen während der Vorbereitungszeit daneben noch die Verbindung durch ein weites Rohr aufrecht zu erhalten. Ausserdem sollte ein die metallische Leitung unterbrechendes Ebonitstück den Temperaturabfall von der Temperatur des Bades zur Lufttemperatur

---

[1]) *Diese Zeitschr.* **16.** *S. 51. 1896.*

möglichst in die Nähe des Bades verlegen, um die Länge der engen, möglichst horizontal zu haltenden Verbindungsröhren herabzusetzen und den Einfluss der Badtemperatur auf das Manometer möglichst auszuschliessen.

Die Einrichtung wird durch Fig. 3 (in $^1/_3$ nat. Gr.) erläutert. Das vertikale Rohr *a* (Fig. 1) verzweigt sich an seinen beiden Enden in ein 6 *mm* weites Rohr *r* und ein 1 *mm* weites Rohr *r'*, welche neben einander in gleicher Höhe verlaufen. Sie durchsetzen den Doppelring, werden durch ein 5 *cm* starkes Ebonitstück *E* mit entsprechenden Bohrungen, gegen das sie durch Druck gedichtet sind, unterbrochen und treffen mittels des Hahnes *h* wieder aufeinander. Von hier aus führt das weitere Rohr *r* in direkter Fortsetzung von *r'* zu den Stopfbüchsen *b* (Fig. 1), welche die Verbindung mit dem Wasserkasten vermitteln. Die verstellbaren Stützen *S* (Fig. 1) erlauben, mit Hülfe einer geeignet gefassten Libelle die Horizontalität der Röhren *r'* immer wieder herzustellen. Durch Drehen des Hahnes *h* um 180° kann das weitere Rohr abgesperrt werden und die Verbindung findet auf eine Strecke von 45 *cm* nur durch das 1 *mm* weite Rohr *r'* statt.

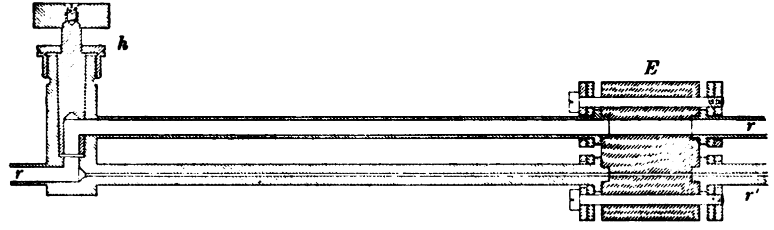


Fig. 3.

Thatsächlich wurde während der Versuche die weite Verbindung stets aufrecht erhalten, da ihre Absperrung eine Konstanz der Temperatur vorausgesetzt hätte, die nicht erreicht worden ist. Trotzdem dürfte die erwähnte Unsicherheit genügend vermieden worden sein, da bei den Verbindungen oben und unten dieselben Verhältnisse vorlagen und sich also der Einfluss auf die in Rechnung zu ziehende Höhe der Wassersäule an beiden Stellen aufheben musste.

Von den beiden Wasserkästen K_1, K_2 (Fig. 1) ist der untere, als Manometer dienende in Fig. 4 mit den Ablesungsvorrichtungen in perspektivischer Ansicht dargestellt, sein Durchschnitt ergiebt sich aus Fig. 1. Der aus Messingguss mit hart aufgelötheter Boden- und Deckelplatte bestehende Kasten von 140 *mm* Länge, 58 *mm* Breite und 63 *mm* Höhe enthält im Innern zwei zylindrische, vorn und hinten abgeplattete Kammern von 60 *mm* Durchmesser und 53 *mm* Höhe, deren Scheidewand oben durchbrochen ist. Die Deckelplatte trägt den Schraubhahn *H*. Die Verbindung des Wasserkastens mit den horizontalen Röhren *r* mittels eines Winkelstücks und zweier Stopfbüchsen *b* (Fig. 1) ist aus den Fig. 1 und 4 ersichtlich.

Die beiden Kammern sind auf der Vorder- und Rückseite durch 45 *mm* hohe, 25 *mm* breite Fenster durchbrochen, diese Fenster aber wieder durch Spiegelglasplatten geschlossen. Die Glasplatten sind auf der Innenfläche mit horizontal durchlaufenden Strichen in neunzig halbe Millimeter getheilt; die der Mitte der Fenster gegenüberliegenden Stellen sind durch Vertikalstriche gekennzeichnet, jeder fünfte Strich ist durch einen asymmetrisch (unterhalb des Striches) liegenden Punkt unterschieden.

Der obere Kasten unterscheidet sich von dem unteren nur dadurch, dass die Scheidewand zwischen den Kammern auch unten durchbrochen ist und dass die Glasplatten keine Theilung tragen.

Die Wasserkästen werden von dem eisernen Gerüst *G* (Fig. 1 u. 4) getragen, welches selbst in dem früher erwähnten Pfeiler *P* eingemauert ist. Auf die Träger des Gerüstes ist zunächst eine eiserne Platte aufgeschraubt und auf diese der Kasten gestellt. Um etwaige Aenderungen in der Neigung des unteren Kastens erkennen und messen zu können, war auf ihm mittels eines aufgekitteten Trägers die Libelle *L* (Fig. 4) befestigt.

Die Bestimmung der Lage des Wasserniveaus in den beiden Kammern des unteren Kastens erfolgte nach einer von Thiesen schon früher[1]) angegebenen Methode, welche darin besteht, dass man mittels eines Mikrometermikroskops den Abstand eines Striches (in unserem Falle eines Striches der hinteren getheilten Glasplatte)

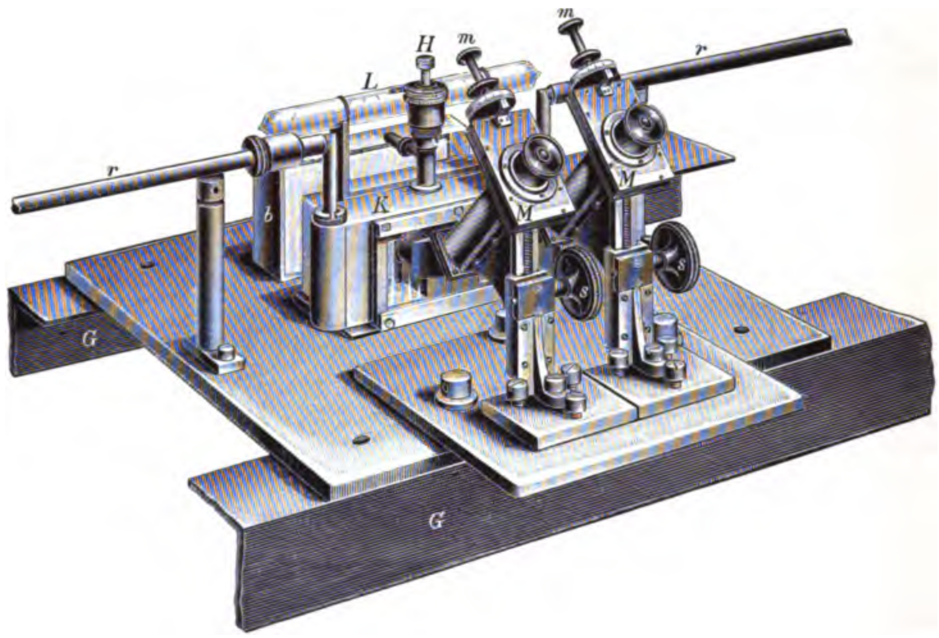


Fig. 4.

und seines Spiegelbildes (durch totale Reflexion) in der Wasserkuppe ermittelt. Durch Halbirung dieses Abstandes erhält man die Entfernung der Kuppe von dem direkt gesehenen Striche.

Im vorliegenden Falle wurden zur Beobachtung zwei in der Zeiss'schen Werkstätte angefertigte gebrochene Mikrometermikroskope *M* benutzt, welche mittels der Triebe *s* in vertikaler Richtung verstellbar waren. Zur Beleuchtung diente der Beleuchtungskasten *b* (Fig. 4), dessen aus Pauspapier bestehende Vorderwand durch kleine Glühlämpchen erhellt war.

Zu beiden Seiten der Wasserkästen befanden sich je zwei Hülfsthermometer.

Die zur endgültigen Berechnung gekommenen Versuche zerfallen in zwei Reihen. Für die erste Reihe wurde der Hahn des unteren Wasserkastens geschlossen, der des oberen geöffnet, sodass also im Röhrensystem ein Ueberdruck herrschte. Es geschah dies, da noch Zweifel bestanden, ob das ganze System vollständig dicht war, um eine Störung der Beobachtungen durch eindringende Luft zu vermeiden, hatte aber den Nachtheil, dass die Ausdehnung der im unteren Kasten eingeschlossenen Luft durch die Wärme der Beleuchtung und des Beobachters einen merklichen Gang in der

[1]) *Diese Zeitschr.* **6.** *S. 89. 1886.*

Lage der Wasserflächen während der Messung verursachte. Da sich das kommunizirende System als vollkommen dicht erwies, so wurde in der zweiten Reihe der obere Hahn geschlossen, der untere geöffnet, der Druck im Röhrensystem lag also in dieser Reihe unter dem Atmosphärendruck.

Für die zweite Reihe wurde das Röhrensystem mit destillirtem Wasser gefüllt, welches eine Leitungsfähigkeit von $0{,}9 \cdot 10^{-6}$ ($\mathrm{Ohm}^{-1}\ cm^{-1}$) hatte. Das unmittelbar vorher zur Reinigung benutzte, aus dem System entleerte Wasser zeigte $1{,}2 \cdot 10^{-6}$. Nach Schluss der Versuche zeigte das ausgeflossene Wasser $14 \cdot 10^{-6}$ ($\mathrm{Ohm}^{-1}\ cm^{-1}$).

An jedem Versuchstage nahm die Herstellung der gewünschten Temperaturen eine oft sehr lange Zeit in Anspruch, da zwar nicht eine ganz genau vorherbestimmte Temperatur, aber doch eine grosse Konstanz derselben erreicht werden sollte; jedenfalls musste die Zirkulation mehrere Stunden vor Beginn des Versuches in Gang gesetzt werden.

War eine genügende Temperaturkonstanz erreicht, so trat zwischen den drei Beobachtern unter regelmässigem Wechsel eine Theilung der Arbeit in der Weise ein, dass der eine die Ablesungen vornahm, der zweite das Protokoll führte und der dritte im Nebenraume den Thermostaten und den Motor überwachte.

Was die Berechnung der Beobachtungsresultate anbetrifft, so mag hier zunächst bemerkt werden, dass die Reduktion der Thermometerablesungen nach denselben Prinzipien ausgeführt wurde, welche auch schon bei früheren Arbeiten maassgebend gewesen waren. Einige Schwierigkeit machte nur die Festsetzung des äusseren auf die Thermometer lastenden Druckes unter den verschiedenen Zirkulationsverhältnissen; derselbe wurde empirisch ermittelt.

Die Theilung der Glasplatte ist mehrfach eingehend untersucht worden. Die gefundenen Fehler, deren Betrag den Werth von 0,02 *mm* nur vereinzelt übersteigt, sind an den beobachteten Zahlen angebracht worden.

Die wegen Theilungs- und Schraubenfehler korrigirten Einstellungen enthielten indessen immer noch grosse systematische Abweichungen, da die gegenseitigen Abstände zweier direkt gesehenen Striche erheblich (um wenigstens $^1/_{50}$) grösser erschienen, als die Abstände zweier gespiegelten Striche. Ausserdem machte sich ein sehr grosser Einfluss einer theilweisen Abblendung des Objektivs auf die scheinbare Lage der Spiegelbilder geltend, der die Benutzung von gespiegelten Strichen, die der Wasserfläche nahe lagen, überhaupt ausschloss. Der Grund dieser Erscheinungen lag offenbar in der kapillaren Krümmung der Wasseroberfläche, welche bei einem Durchmesser der Kammern des Wasserkastens von 60 *mm* noch sehr störend wirkte.

In der vorliegenden Untersuchung wurde die durch die kapillare Krümmung der Oberfläche bedingte Korrektion rein empirisch bestimmt. Es ist zwar möglich, eine einfache Theorie dieser Korrektion zu entwickeln, welche von fundamentaler Bedeutung für die angewandte Methode der Messung durch Spiegelung von Strichen ist, wir müssen indessen in Bezug auf diese Theorie auf die Originalmittheilung *S. 27* verweisen. Die empirische Ermittlung der Korrektion erfolgte unter der Annahme, dass sie nur von dem gemessenen Abstande des Striches von seinem Spiegelbilde und von der Lage des Striches im Gesichtsfelde abhängt; auf andere Umstände, die sich zwischen den einzelnen Reihen ändern konnten, wurde keine Rücksicht genommen. Man stellte nach den beiden Argumenten die sämmtlichen am Anfange jeder Beobachtung gemessenen Intervalle der gespiegelten Striche — nach Anbringung der Korrektionen für Theilungs- und Abbildungsfehler — zusammen und versuchte

die Abhängigkeit dieser Grössen von den beiden Argumenten abzuleiten. Dabei ergab sich, dass das Material nur dazu ausreichte, die Abhängigkeit von einem dieser Argumente zu ermitteln. Dem Mikroskop wurde bei den Messungen stets eine solche Stellung gegeben, dass die einzustellenden Striche möglichst deutlich erschienen, und es ist leicht verständlich, dass bei dieser Stellung die relative Lage des Mikroskopes zu der Wasseroberfläche stets nahe dieselbe blieb. Auf die Benutzung einiger besonders angestellter Messungen, bei welchen diese Lage absichtlich stärker verändert wurde, verzichtete man schliesslich und stellte nur für eine mittlere, als konstant angesehene gegenseitige Lage von Mikroskop und Wasseroberfläche die Abhängigkeit der gespiegelten Intervalle von dem Abstand zwischen Strich und Spiegelbild empirisch durch eine Kurve dar.

Aus dieser Kurve ergaben sich nun aber durch mechanische Quadratur die Reduktionen, welche dem Unterschiede des Einflusses der Spiegelung auf einen beliebig entfernten und auf einen in bestimmter Entfernung von seinem direkt gesehenen Strich liegenden Spiegelstrich entsprechen. Die Anbringung dieser Reduktionen führt zwar nicht auf die wahre Lage der Wasseroberfläche zur Theilung, aber sie giebt diese Lage bis auf eine möglicherweise rechts und links verschiedene Konstante, und der Unterschied dieser Konstanten vermischt sich im vorliegenden Falle mit dem aus einer Neigung der Theilstriche entspringenden Fehler und wird mit diesem zugleich eliminirt.

Besondere Sorgfalt wurde in der vorliegenden Untersuchung auf eine möglichst einwandfreie Gewichtsvertheilung verwendet. Bei derselben waren folgende Gesichtspunkte maassgebend.

Zunächst giebt es eine Anzahl von Fehlerquellen, welche nicht näher bestimmt werden können, und soweit sie nicht der Grösse und dem Sinne nach alle Beobachtungen in derselben Art beeinflussen, einen mittleren Fehler verursachen, den man als konstant annehmen muss.

Ferner wird eine Unsicherheit in der Temperaturbestimmung durch zwei beobachtete Grössen angezeigt. Die halbe Differenz der in demselben Bade oben und unten abgelesenen Temperaturen kann ihrem ganzen Betrage nach der Unsicherheit in der Bestimmung der mittleren Temperatur gleich gesetzt werden; wenn sie auch ausnahmsweise noch einen grösseren Einfluss einer Schichtung und namentlich eines zeitlichen Temperaturganges enthalten mag, so lässt sich doch in der Regel der grössere Theil durch Ablesungsfehler und Unsicherheiten der Reduktionsgrössen erklären. Dagegen kann der Anstieg der Temperatur während einer Beobachtung nur mit einem Bruchtheil berücksichtigt werden, er würde ganz unschädlich sein, wenn der Temperaturgang ein linearer wäre, das Mittel der Thermometer- und der Mikrometerablesungen zeitlich zusammenfiele und keine Nachwirkung vorhanden wäre. Zu berücksichtigen ist noch, dass auch der zeitliche Gang der Mikrometerablesungen bei Feststellung der Gewichte in Rechnung gezogen wird; da beide Grössen einander nahe proportional sind, darf der Einfluss einer jeden nur etwa zur Hälfte angesetzt werden.

Endlich wurden auch noch die zeitlichen Aenderungen der Mikrometerablesungen berücksichtigt. Dabei konnte man sich auf die Aenderung der Einstellung des gespiegelten Striches beschränken und auch die rechts und links gemeinsamen Aenderungen, die die Niveaudifferenz nicht änderten, mit einigem Recht unberücksichtigt lassen.

Es möge nun die Theorie des Versuchs etwas näher entwickelt werden.

In dem in Fig. 5 schematisch wiedergegebenen kommunizirenden Röhrensystem muss der Druckunterschied zwischen rechts und links sowohl im oberen als im unteren Kasten in einer horizontalen Luftschicht verschwinden, da die Luft zwischen den beiden Kammern der Hälften eines Kastens frei kommuniziren kann. Wir bilden nun den Druckunterschied zwischen diesen Niveaus für rechts und links, indem wir die Längen der einzelnen Säulen mit der Dichte der sie erfüllenden Flüssigkeit multipliziren und erhalten durch Gleichsetzung

$$L \cdot \varepsilon_L + ul \cdot \varepsilon_{ul} - ol \cdot \varepsilon_{ol} - \eta \cdot \varepsilon_\eta = R \cdot \varepsilon_R + ur \cdot \varepsilon_{ur} - or \cdot \varepsilon_{or} - \eta \cdot \gamma .$$

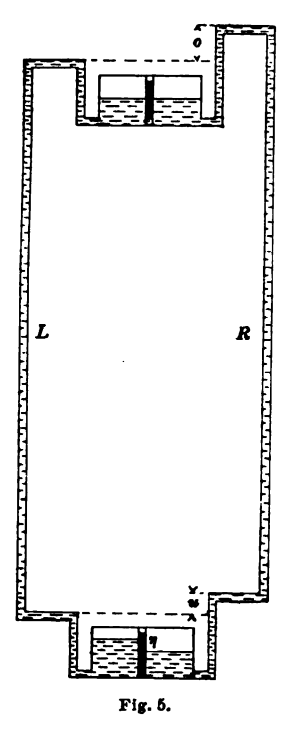


Fig. 5.

Dabei bedeuten L und R die Längen der links und rechts in den Bädern befindlichen Röhren oder genauer ihre vertikalen Projektionen; ol und or die Längen der oben links und rechts bis zum Wasserniveau in dem oberen Kasten heruntergehenden Röhren; ul und ur die Längen der unten bis zum höheren (linken) Wasserniveau herabgehenden Röhren; η den Unterschied der Wasserniveaus im unteren Kasten. Ferner soll ε mit entsprechendem Index die Dichte des in dem Röhrenstück enthaltenen Wassers, γ die Dichte der Luft in dem unteren Wasserkasten bezeichnen. Voraussetzung der hingeschriebenen Bedingungsgleichung ist, dass in den Wasserkästen selbst zwischen rechts und links kein Temperaturunterschied vorhanden sei.

Eine zweite Gleichung giebt die Bedingung, dass der Abstand zwischen den Niveaus rechts und links derselbe sei:

$$L + ul - ol = R + ur - or .$$

Multipliziren wir diese letzte Gleichung mit einer beliebigen Wasserdichte ε und ziehen davon die erste Gleichung ab, so ergiebt sich bei passender Umformung

$$\varepsilon_L - \varepsilon_R = \frac{2\eta}{L+R}(\varepsilon_\eta - \gamma) + \frac{L-R}{L+R}(2\varepsilon - \varepsilon_L - \varepsilon_R) + \frac{ul+ur}{L+R}(\varepsilon_{ur} - \varepsilon_{ul}) + \frac{ol+or}{L+R}(\varepsilon_{ol} - \varepsilon_{or})$$
$$+ \frac{ur-ul}{L+R}(\varepsilon_{ur} + \varepsilon_{ul} - 2\varepsilon) + \frac{ol-or}{L+R}(\varepsilon_{or} + \varepsilon_{ol} - 2\varepsilon) .$$

Um diese Gleichung noch weiter zu vereinfachen, setzen wir für ε das Mittel aus den vier Werthen

$$\varepsilon = \frac{1}{4}(\varepsilon_{ur} + \varepsilon_{ul} + \varepsilon_{or} + \varepsilon_{ol}) ,$$

so erhalten die beiden letzten Terme den Werth

$$\frac{ur + or - ul - ol}{L+R} \cdot \frac{\varepsilon_{ur} + \varepsilon_{ul} - \varepsilon_{or} - \varepsilon_{ol}}{2} .$$

Dieser Ausdruck ist aber bei den vorliegenden Beobachtungen zu vernachlässigen, da sein Einfluss in dem Werthe $\varepsilon_L - \varepsilon_R$ nur wenige Einheiten der achten Dezimale erreichen kann.

Aber auch das Glied, welches von der Differenz der Temperaturen zwischen rechts und links abhängt, ist hier nicht berücksichtigt worden. Es geschah das hauptsächlich aus dem Grunde, weil man bei dem durchaus symmetrischen Bau des ganzen Apparates die Zuversicht haben konnte, dass der Einfluss der beiden besprochenen Terme oben und unten sehr nahe gleich, aber entgegengesetzt war.

Die der weiteren Rechnung zu Grunde gelegte Formel hat hiernach die vereinfachte Gestalt

$$\varepsilon_L - \varepsilon_R = \frac{2\eta}{L+R}(\varepsilon_\eta - \gamma) + \frac{L-R}{L+R}(2\varepsilon - \varepsilon_L - \varepsilon_R).$$

Die Versuche wurden aber nicht direkt nach dieser Formel berechnet. Da die einzelnen Versuche nicht genau bei derselben Temperatur ausgeführt waren und keine lineare Beziehung zwischen Temperatur und Wasserdichte besteht, so hätte man bei direkter Rechnung kein Mittel nehmen, insbesondere auch nicht ohne Weiteres die alsbald näher zu besprechende Elimination des Indexfehlers ausführen können, auch wäre die letzte Ausgleichung der Beobachtungen unbequem geworden. Man zog daher vor, eine scharf berechnete, die besten bisherigen Beobachtungen gut darstellende Tafel der Wasserdichten zu Grunde zu legen und aus den jetzt vorliegenden Beobachtungen Verbesserungen dieser Tafel zu berechnen, die nun, wie vorauszusehen war, bei nahe liegenden Temperaturen nahe konstante Werthe haben mussten und daher ohne Weiteres mit einander verbunden und auf runde Temperaturen bezogen werden konnten. Die Tafel wurde nach der folgenden Formel berechnet:

$$1 - \varepsilon = \left\{0{,}58627 + 0{,}12\left(\frac{t-41}{100}\right)^2\right\}\left(\frac{t-4}{t+273}\right)^2.$$

Zur Eliminirung des Indexfehlers, welcher im Wesentlichen von der nicht völligen Horizontalität der Striche des unteren Wasserkastens herrührte, war von vornherein vorgesehen, die Beobachtungstemperaturen links und rechts symmetrisch anzuordnen. Man erhält dann den Indexfehler, wenn man das Mittel aus zwei Beobachtungen nimmt, bei denen die Temperaturen zwischen rechts und links vertauscht sind. Ausserdem war aber auch der Indexfehler am Anfang und Schluss der zweiten Reihe durch Beobachtung bei rechts und links gleicher Temperatur direkt bestimmt worden.

Es zeigte sich nun, dass der Indexfehler in beiden Reihen wuchs; in der ersten Reihe beschränkt sich die Abweichung auf die beiden ersten Versuche, in der zweiten findet Anfangs ein ziemlich stetiges Ansteigen statt, welches aber nach der Messung Nr. 84 in ein langsames, wenn auch späterhin unregelmässiges Fallen übergeht.

Nach eingehender Ueberlegung aller möglichen Ursachen dieses Ganges wurde als höchst wahrscheinliche Ursache desselben eine vorzugsweise auf der linken Seite des kommunizirenden Röhrensystems vor sich gehende Verunreinigung des Wassers gefunden. Schiebt man die nach Abschluss der Versuche gefundene Verminderung des Leitungswiderstandes des Wassers auf einen Gehalt an Kupfer- oder Zinksalzen, so musste die Dichte des Wassers um eine Einheit der fünften Stelle vermehrt worden sein. Dies genügt aber zur Erklärung des Ganges. Auch die Umkehr nach dem Versuche 84 wird erklärt, da nach diesem Versuche längere Zeit hindurch rechts viel höhere Temperaturen als links herrschten und daher wohl ein grösserer Mangel in der Verzinnung der linken Seite durch die höhere Temperatur rechts ausgeglichen wurde.

Die Ausdehnung des in dem angegebenen Maasse verunreinigten Wassers dürfte sich noch nicht merklich von der des reinen unterscheiden, doch bleibt der indirekte Einfluss der einseitigen Verunreinigung durch scheinbare Aenderung des Indexfehlers bestehen. Da eine genauere Feststellung des zeitlichen Ganges dieses Fehlers nicht gut thunlich ist, so ist angenommen, dass er hinreichend durch unmittelbare Verbindung der beiden einander entsprechenden Versuche eliminirt wird. Haben die beiden

Versuche die Gewichte p_1 und p_2, so ist der Differenz, in welcher der Indexfehler verschwunden ist, das Gewicht $4 \frac{p_1 p_2}{p_1 + p_2}$ zu geben.

Wir erhalten dann aus den hier nicht einzeln anzuführenden Beobachtungen das folgende System von Gleichungen.

Gleichung	Gewicht	Uebrig-bleibender Fehler
$2(x_{20} - x_{30}) = -169$	51,7	−25
$2(x_{10} - x_{20}) = +23$	157	−13
$2(x_0 - x_{10}) = +29$	139	−13
$2(x_{30} - x_0) = +78$	87,8	+12
$2(\quad - x_0) = +59$	527	+15
$2(x_0 - x_{10}) = +80$	267	+38
$2x_{10} = -54$	327	+32
$2(\quad - x_{15}) = +128$	217	−4
$2x_{20} = -128$	288	−6
$2x_{25} = -39$	162	−3
$2x_{30} = +10$	126	−12
$2x_{35} = +19$	48,2	−3
$2x_{40} = -47$	73,3	+3
$2(x_{15} - x_{20}) = -14$	172	−4
$2(x_{30} - x_{25}) = +51$	75,0	−7
$2(x_{35} - x_{40}) = +76$	53,9	+4

Die Auflösung desselben ergiebt die folgenden Werthe auf gerade Einheiten abgerundet (die übrig bleibenden Fehler sind oben beigefügt):

$2x_0 = -44$	$2x_{25} = -36$
$2x_{10} = -86$	$2x_{30} = +22$
$2x_{15} = -132$	$2x_{35} = +22$
$2x_{20} = -122$	$2x_{40} = -50$

Fügt man diese Verbesserungen zu den provisorischen, nach der Formel *S. 354* berechneten Tafelwerthen hinzu, so ergiebt sich schliesslich als Resultat der Untersuchung, falls die Dichte bei 4^0 gleich 1 gesetzt wird,

t	ε	*Beob.—Berech.*
0^0	0,999 8676	0×10^{-7}
10	0,999 7270	−1
15	0,999 1263	−1
20	0,998 2299	−4
25	0,997 0715	+7
30	0,995 6736	+4
35	0,994 0576	−2
40	0,992 2418	+6

Es dürfte wünschenswerth sein, die Resultate der vorstehenden Untersuchung mit denen einer anderen, wenn möglich nach anderer Methode durchgeführten, zu vergleichen. Im vorliegenden Falle kann man zwar behaupten, dass sich die Methode vorzüglich bewährt hat, auch sind die bei der Ausgleichung übrig bleibenden Fehler hinreichend klein geworden, doch kann man zwei bei einer etwaigen Wiederholung zu beseitigende Fehlerquellen angeben, welche neben einer Vermehrung des zufälligen auch konstante Fehler verursachen konnten. Erstens war, da die engen Röhren nicht benutzt werden konnten, die Weite der ausserhalb der Bäder liegenden Theile der kommunizirenden Röhren eine unnöthig grosse, auch ihre Horizontalität nicht genügend gesichert, zweitens giebt die wohl durch die Wahl des Materials, vielleicht

auch durch Mängel in der Ausführung bedingte Verunreinigung des Wassers während der Versuche zu Bedenken Anlass.

Bei der Vergleichung mit anderen Beobachtungen der Wasserdichte können wohl die älteren Beobachtungen ohne Weiteres bei Seite gelassen werden. Von neueren Beobachtungen sind die folgenden bekannt geworden.

Marek[1]) bestimmte 1881 die Ausdehnung des Wassers durch Wägung eines Quarzstückes von 400 *g* bei Temperaturen zwischen 0° und 20°. Die Untersuchung kann als durch die Beobachtungen Maly's ersetzt angesehen werden und ist daher nicht weiter berücksichtigt.

Thiesen[2]) benutzte 1887 dieselbe Methode, aber unter Anwendung eines Quarzkilogramms. Die Resultate der Untersuchung sind nur ganz summarisch veröffentlicht, den unten aufgeführten Zahlen liegt eine Interpolation Scheel's zu Grunde.

Maly[3]) beobachtete 1889 bis 1890 unter Leitung und nach der Methode Marek's aber unter Benutzung eines Kilogramms; ein Hauptgewicht wurde auf die Bestimmung des Dichteunterschiedes von lufthaltigem und luftfreiem Wasser gelegt. Ob die hierfür gefundenen Unterschiede reell sind, mag dahingestellt bleiben; jedenfalls unterliegen die älteren derartigen Wägungen Marek's dem Bedenken, dass bei den Wägungen im luftfreien Wasser das Quarzstück wohl noch nicht die Temperatur des Wassers angenommen hatte. Die unten aufgeführten Zahlen beziehen sich auf lufthaltiges Wasser.

Bei der Reduktion der vorstehend angeführten Beobachtungen muss die Ausdehnung des Quarzes — nach den Messungen von Benoît — als bekannt vorausgesetzt werden.

Scheel[4]) und später Kreitling[5]) benutzten Dilatometer aus Jenaer Glas 16^{III}. Die Zahlen des Ersteren sind nach der Neuberechnung gegeben, welche auf die von Thiesen und Scheel ausgeführte Bestimmung der Ausdehnung dieses Glases begründet ist. Bei Beurtheilung dieser Versuche ist zu berücksichtigen, dass das Jenaer Glas 16^{III}, wenn es aus verschiedenen Schmelzungen stammt, sehr merklich verschiedene Ausdehnungen zeigt.

Chappuis[6]) beobachtete 1892 mit einem Dilatometer aus Glas, 1897 mit einem solchen aus Platin-Iridium. Die Ausdehnung des über 1 *m* langen Dilatometers wurde aus einer direkt bestimmten Längenausdehnung berechnet.

	Thiesen[7]) 1887	Maly 1889/90	Scheel 1890	Kreitling[7]) 1892	Chappuis 1892	Chappuis 1897
0°	— 3	+ 98	+ 72	+ 44	+ 5	— 2
10	+ 3	+ 57	+ 39	+ 31	+ 15	+ 2
15	+ 4	+ 94	+ 84	+ 65	+ 26	+ 22
20	— 1	+ 68	+ 100	+ 72	+ 28	+ 29
25	+ 11	— 2	+ 66	+ 21	+ 26	+ 11
30	— 18	+ 16	+ 10	— 48	+ 51	+ 19
35					+ 75	+ 47
40					+ 25	+ 43

[1]) Marek, *Trav. et Mém. du Bureau Int. des Poids et Mesures* **3.** *D. S. 82. Paris 1884.*

[2]) Benoît, *Trav. et Mém. du Bureau Int. des Poids et Mesures* **7.** *S. 112. Paris 1890.*

[3]) Marek, *Wied. Ann.* **44.** *S. 171. 1891.*

[4]) Scheel, Inaugural-Dissertation, Berlin 1890 (Rostock); neu berechnet in *Wied. Ann.* **47.** *S. 440. 1892.*

[5]) Kreitling, Inaugural-Dissertation, Erlangen 1892.

[6]) Chappuis, *Wied. Ann.* **63.** *S. 202. 1897.*

[7]) Nur auf 6 Stellen publizirt.

Die Unterschiede der von den genannten Beobachtern gefundenen gegen die jetzt bestimmten Dichten ist in Einheiten der siebenten Stelle durch die vorstehende Tabelle gegeben.

Sieht man von den Beobachtungen Maly's ab, über die gar keine Details vorliegen, so lassen sich wohl alle Abweichungen erklären, ohne grössere systematische Fehler der vorliegenden Untersuchung annehmen zu müssen. Die Beobachtungen von Thiesen zeigen eine vollkommene Uebereinstimmung, wenn diese auch in den Zahlen der obigen Tabelle zu günstig erscheinen mag; eine genauere Vergleichung zeigt, dass die grösste Abweichung bei 24,6° liegen, etwa drei Einheiten der sechsten Stelle betragen und durch einen Temperaturfehler von 0,01° zu erklären sein würde. Bei den Beobachtungen von Scheel und von Kreitling dürfte das Temperaturmaximum durch die Art der Berechnung zu sehr abgeflacht worden sein, sodass die Zahlen um eine Konstante zu vermindern wären. Die Unsicherheit in der Ausdehnung der angewandten Dilatometer ist schon bemerkt worden. Die sorgfältigen, mit vortrefflichen Hülfsmitteln ausgeführten Beobachtungen von Chappuis bestätigen den Gang der Ausdehnung zwischen 0° und 10°, im Gegensatz zu den drei vorhergehenden Beobachtern. Für höhere Temperaturen ergeben sie eine etwas kleinere Ausdehnung, doch hat schon Chappuis selbst den verhältnissmässig grossen Einfluss hervorgehoben, den die Unsicherheit der Bestimmung der linearen Ausdehnung des Dilatometers hat.

Jedenfalls wird man aus der Uebereinstimmung der vorliegenden Untersuchungsresultate mit denen von Thiesen und von Chappuis soviel schliessen dürfen, dass diese Endwerthe mit keinem systematischen Fehler behaftet sind, der nicht durch eine Unsicherheit der Temperatur von 0,01°, verbunden mit einer Unsicherheit der Dichte von 0,000 001, erklärt werden könnte.

Die gewonnenen Beobachtungsresultate lassen sich durch die Formel

$$1 - s = \frac{(t - 3{,}98)^2}{503\,570} \cdot \frac{t + 283}{t + 67{,}26}$$

darstellen. Die Konstanten der Formel sind allerdings nach etwas abweichenden Endwerthen gerechnet worden, doch erwies sich eine Neuberechnung derselben als unnöthig; bei niederen Temperaturen ist die Darstellung noch verbessert worden, bei höheren liegen die Abweichungen an der Grenze der Genauigkeit, mit welcher Temperaturen gemessen werden können. Die Abweichungen gegen die Formel sind in der obigen Zusammenstellung der Beobachtungsresultate (*S. 355*) unter *Beob.—Berech.* aufgeführt.

Wesentlich nach dieser Formel sind bereits früher in *dieser Zeitschr. 17. S. 331. 1897* Tafeln für die Dichte und das Volumen, sowie die Logarithmen der Dichte des Wassers berechnet worden, in denen nach vorstehender Formel die letzte (siebente) Dezimale bis auf eine Einheit richtig ist.

Ueber ein Graphometer.

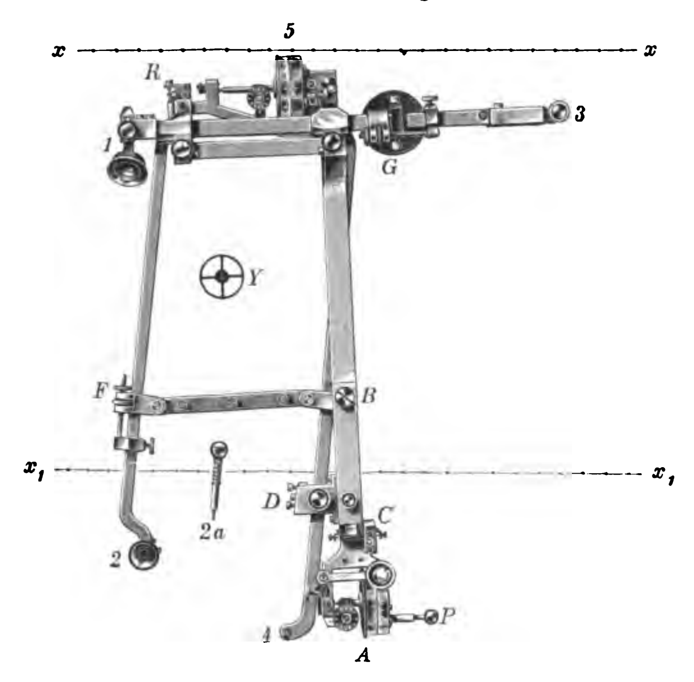
Von
Victor Hensen in Kiel.

Der nachfolgend beschriebene Apparat soll zur graphischen Interpolation und Ausmessung von Kurven dienen, namentlich in solchen Fällen, wo mit vielen Ordinaten oft gearbeitet wird. Es kommen an ihm zwei eigenthümliche Vortheile in Betracht. Der eine ist, dass Distanzen am sichersten durch Nadelstiche abgesteckt und durch in die Löcher einfallende Nadeln ausgemessen werden, weil die Nadel-

spitze sich mechanisch in die Mitte des Lochs zu legen sucht. Der andere Vortheil des Apparats besteht darin, dass zwei hintereinander laufende Rollen, auch wenn sie, wie in dem Graphometer, nicht in einer Linie hintereinander stehen, hartnäckig in gerader Linie laufen, wenn sie einander genau parallel gerichtet sind. Eine fein gerändelte Rolle verliert auf ziemlich hartem glatten Papier, also etwa auf französischem Millimeterpapier, keinen wahrnehmbaren Theil der durchlaufenen Länge, während dies allerdings auf weichem Papier unter Loslösung von Papierfasern stattfinden kann.

Der nachstehend abgebildete Apparat lehnt sich an das Amsler'sche Polarplanimeter an; er ist wesentlich nur als Ergänzung dieses schönen Apparats gedacht. Ich habe seit mehr als einem Jahrzehnt mit dem Apparat gearbeitet und finde ihn sehr bequem.

In der Figur ist der Theil des Apparats, der dem Polarplanimeter zukommt, mit Ziffern bezeichnet. Bei *1* liegt der kurze Arm, bis *2* gehend, aber hier ist das sonst freie Ende mit einer Nadel armirt. Diese sitzt an einer aufgeschobenen Hülse und kann hoch gezogen werden, während ihr Abstand von Nadel *1* durch den in der Abbildung sichtbaren exzentrischen Schraubenkopf genau normirt werden kann. Der stark vergrössernde Arm des Planimeters endet bei *2*. Er ist festgestellt worden und trägt eine Lupe, während unter dieser ein bei *Y* vergrössert gezeichneter Kreuzspalt angebracht worden ist. Der eine Arm des Kreuzes weist auf die Nadel *1*. Nach Entfernung der Lupe kann die Nadel *2a* in den Arm eingeführt werden. Der dritte, bei der Flächenmessung den Drehpunkt bildende Arm liegt bei *4*, die Messrolle mit Nonius endlich bei *5*.



Hinzugefügt sind folgende Theile: die Messrolle *A* mit Nonius, das feste Winkelstück *B*, das mit seinem einen Schenkel hinter dem Balken *1*, *3* angeschraubt ist, und das Gewicht *G*. Die Messrolle (Nonius 0,1 *mm*), ist horizontal beweglich um die bei *B* liegende Achse an das Winkelstück angeschlossen, sodass sie durch eine bei *C* angebrachte Stellvorrichtung etwas gedreht werden kann. Der Stift *P* dient dazu, die Rolle fest auf Null einzustellen, sodass die Messung, nachdem der Apparat auf der Abszisse eingestellt worden ist, immer von Null aus beginnt, weil erst dann die Rolle, nach entsprechender Zurückziehung des Stiftes, freigegeben worden ist. Wenn der Apparat von der Auslegung der Ordinate zurückgekehrt ist, muss er sich wieder auf Null einstellen, während die Nadel *1* sogleich in den Stich fällt, sodass immer kontrolirt wird, wenn ein Fehler entstanden sein sollte. Das Winkelstück hält den beweglichen Arm *4* durch die Stellschrauben bei *D* fest.

Für den Gebrauch wird zunächst ein für alle Mal der Nadelabstand *1* bis *3* auf 200 Theilstriche der Messrolle festgestellt. Man macht mit einer der Nadeln einen Einstich, führt dann die Messrolle auf gerader Linie 200 Theilstriche weiter, macht wiederum einen Einstich und regelt danach den Abstand der beiden Nadeln am festen Balken. Ganz genau können die Rollen eine Peripherie von 100 *mm*, die man ihnen zu geben versucht, nicht haben; dies ist auch nicht erforderlich, wenn nur die Grösse annähernd erreicht ist. Darauf wird der Arm *2* so regulirt, dass die Nadeln *2*, *1* und *3* im rechten Winkel stehen, und dass die Entfernung *2* bis *1* ebenso gross ist, wie die Entfernung *1* bis *3*. Man dreht den Apparat um die Nadel *1* als Zentrum, sticht mit *2* und *3* Löcher in die Peripherie des durch Drehung des Apparats entstehenden Kreises, also zunächst die Löcher *2a* und *3a*, dann setzt man *3* in das Loch *2a* und sticht das Loch *2b*, setzt in dieses die Nadel *3* und sticht das Loch *2c*. Endlich setzt man *3* in das Loch *2c*, dann muss *2* genau in das Loch *3a* fallen, wenn die erforderte Länge *1* bis *2* und der Winkel von 90° erreicht ist. Ein im Winkel vorhandener Fehler wird auf diese Weise auf das Dreifache vergrössert. Einen Unterschied der beiden zuerst und zuletzt vorsichtig gemachten Stiche von 0,1 *mm* kann man noch sicher unterscheiden; er entspricht einem Fehler im Winkel von 40″, dieser Fehler an der Rechtwinkligkeit der Ordinaten ist, soweit ich sehe, ohne jede Bedeutung. Für die Ausführung dieser Einstellung dienen die Feinstellungen bei *D* und *F*. Das Gewicht *G* dient dazu, den Apparat so zu äquilibriren, dass die Nadel *1* nur leise das Papier berührt, während die Nadel *3* in die Höhe gezogen bleibt.

Jetzt zieht man eine gerade Linie von mindestens 1 *m* Länge, stellt die Nadeln *1* und *2* ganz genau auf Mitte der Dicke dieser Linie und schiebt den Apparat vorwärts. Diejenige Rolle, die zuerst von der Linie abweicht, wird mittels der Feinstellungen bei *C* und *R* entsprechend korrigirt, bis beim Vorwärts- und Rückwärts-Lauf der Stich am Anfang und am Ende der Geraden immer genau getroffen wird. Ist das erreicht, dann ist der Apparat fortan fertig justirt, die beiden Rollen stehen parallel, wenn die Nadeln auf der ganzen Strecke auf der Linie bleiben.

Für die Arbeit sticht man die Nadeln *1* und *3* in Richtung der Abszisse ein, gleichzeitig aber auch die Nadel *2* an ihrem Ort. Durch erstgenannte beiden Punkte zieht man eine Linie in Länge der beabsichtigten Abszisse. Dann dreht man den Apparat um, sodass Nadel *2* in Stich *3* und Nadel *3* in Stich *2* fällt. Man verschiebt nun den Apparat um etwa 1 *mm* in Richtung der Rollen und sticht Nadel *1* und *3* ein. Auch durch diese beiden Punkte wird eine Linie gezogen. Man kann jetzt mit Hülfe des Apparats auf den beiden Linien die erforderlichen Abschnitte der Abszisse stechen, aber dies muss vorsichtig geschehen, weil durch die grosse Anzahl von Stichen, die gemacht werden müssen, schliesslich, wenigstens an meinem Apparat, eine kleine Deviation eintreten kann, die rechtzeitig korrigirt werden muss. Sehr bequem und meistens richtig genug wird die Messung, wenn man die Linien des Millimeterpapieres benutzt, um auf der xx-Linie die Stichpunkte äquidistant und so zu machen, wie die Abbildung dies andeutet. Auf der unteren Linie genügt die Einstellung mit Hülfe des Spaltkreuzes auf die entsprechende Millimeterlinie. Bei Ordinatenlängen kürzer als 200 *mm*, legt man aus mit Nadel *2* und nimmt mit Lupe und Kreuzspalt die korrigirten Längen wieder auf, bei Längen über 200 *mm* sticht man mit Nadel *1* und spart dadurch etwas Zeit.

Mein Apparat könnte wohl vollkommener gebaut werden, wenn von der Kombination mit dem Polarplanimeter abgesehen wird. Es ist jetzt für geradlinigen Lauf

des Apparats Bedingung, dass die Nadel *1* immer auf dem Papier liegt, weil sonst ein anderer Theil des Rollenrandes laufen würde. Die Nadel darf aber nur leise auf dem Papier liegen, weil bei starker Reibung schliesslich die sonst nicht leicht zu beeinflussenden Rollen nach links abweichen würden. Ich glaube, dass eine Verlegung der Planimeterrolle nach links, etwa bis zur Nadel *1*, den geradlinigen Lauf nicht beeinträchtigen würde. Die Nadel *1* würde dann so zu setzen sein, dass ihre Reibung keine Deviation bewirken könnte. Immerhin müsste sie auf dem Papier ruhen, damit sie in die Stichlöcher fallen und damit man mit ihr Stiche machen kann. Dergleichen will aber immer praktisch ausprobirt sein.

Da sich einmal gelegte, äquidistante Abszissenabschnitte wiederholt gebrauchen lassen, Vergrösserungen und Verkleinerungen bequem auszuführen sind, ist mir der Apparat, der vom Mechaniker Zwickert in Kiel angefertigt wurde, recht erwünscht. Ob sich die Beschaffungskosten allgemeiner lohnen werden, lasse ich dahingestellt.

Ein neues Winkelmessinstrument.

Von
Dr. **J. Domke** in Charlottenburg.

Ein kleines Spiegelinstrument zur Messung von Winkeln bis etwa 300°, welches sich durch Einfachheit, Handlichkeit und Billigkeit vor den bisher üblichen auszeichnet ist von dem Mechaniker G. Meissner in Berlin konstruirt worden[1]). Es ist mit Brandes & Schünemann'schen Metallspiegeln ausgestattet, die sich als äusserst widerstandsfähig gegen mechanische und atmosphärische Einflüsse bewährt haben, und giebt eine Messungsgenauigkeit von 1 bis 2 Bogenminuten. Das Visiren erfolgt ohne Fernrohr, sodass das Gesichtsfeld sehr gross ist und die Orientirung wesentlich erleichtert wird. Da beide Gegenstände, deren Winkelabstand zu messen ist, einmal gespiegelt werden, so sind die Bilder fast gleich hell, ein Umstand, der gleichfalls namentlich bei geodätischen Arbeiten von Bedeutung ist.

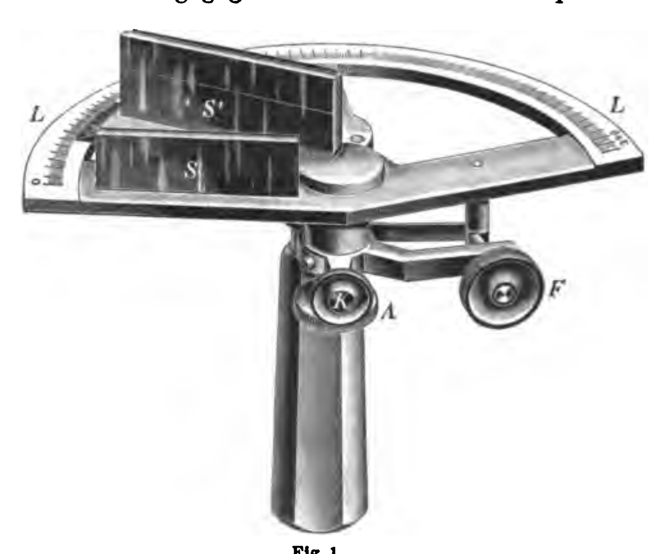


Fig. 1.

Das Instrument führt den Namen „Pantogon". Es besteht, wie Fig. 1 zeigt, aus einem Limbus *LL* von ungefähr 80 *mm* Radius, welcher die nach halben Graden fortschreitende Theilung trägt und ferner einen senkrecht dazu angeordneten festen Spiegel *S*. Auf der mit einem Nonius versehenen Alhidade befindet sich ein zweiter, zur Limbusebene gleichfalls senkrecht stehender Spiegel *S'*. Wird der letztere durch Drehung der Alhidade parallel zum festen Spiegel gestellt, so erblickt ein seitlich in beide Spiegel hinein sehendes Auge die reflektirten Gegenstände in einem

[1]) Zu beziehen durch C. A. F. Kahlbaum in Berlin S.O., Schlesische Strasse 35.

kontinuirlichen Bilde. Dreht man nun den beweglichen Spiegel um einen gewissen Winkel, so werden zwei Gegenstände, deren Winkelabstand dem doppelten Drehungswinkel der Alhidade gleich ist, in den beiden Spiegeln übereinander erscheinen, vorausgesetzt, dass die Visirlinie parallel zum Limbus gerichtet ist. Um diese letztere Bedingung zu erfüllen, ist der bewegliche Spiegel mit einem eingeritzten Striche versehen, welcher vom Limbus denselben Abstand besitzt, wie der obere Rand des festen Spiegels, sodass die Visirebene durch den Strich einerseits und durch den Rand des festen Spiegels andererseits definirt ist. Die Alhidade ist mit einer Klemmvorrichtung K und einer Feinbewegung F versehen, welch letztere von dem Daumen der das Instrument haltenden rechten Hand bequem in Thätigkeit gesetzt werden kann; die grobe Bewegung der Alhidade geschieht am unteren Ende ihrer Achse bei A.

Ebenso einfach wie das Instrument selbst ist auch die Art der Beobachtung. Zunächst ist zu bemerken, dass die Limbus- und Nonientheilung gleich so beziffert ist, dass die Ablesung dem wirklichen Werthe des zu messenden Winkels entspricht; der Nonius giebt dann eine von 2 zu 2 Minuten fortschreitende Lesung, bei welcher man jedoch durch Schätzung leicht die dazwischen liegenden Minuten interpolirt. Bei der Beobachtung hat man zwei Lagen des Instruments zu unterscheiden: bei der Lage I (Fig. 2) befinden sich die beiden anvisirten Objekte auf der linken Seite des beobachtenden Auges; sie gestattet die Messung von Winkeln zwischen 0° und etwa 100°, während die Lage II, bei welcher die Objekte auf entgegengesetzten Seiten des Auges liegen, die Winkel von ungefähr 65° bis 310° umfasst. Für den übergreifenden Theil zwischen 65° und 100° kann das Instrument in beiden Lagen benutzt werden.

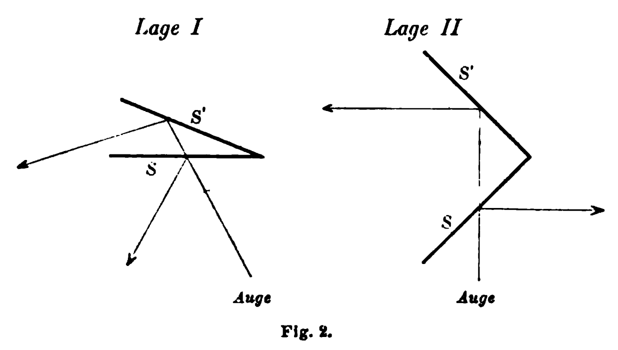


Fig. 2.

Die Art der Messung geht aus den beigefügten schematischen Skizzen unmittelbar hervor. Während die rechte Hand das Instrument so hält, dass der am meisten links befindliche Gegenstand im festen Spiegel sichtbar ist, dreht die linke die Alhidade so weit, bis der zweite Punkt im beweglichen Spiegel nahezu über dem ersten erscheint. Dann hält man das Auge so, dass der obere Rand des festen Spiegels mit dem Striche des beweglichen koinzidirt, und bringt mit Hülfe der Feinbewegung die beiden Bilder genau übereinander. Die Ablesung giebt dann den Winkelabstand beider Objekte.

Ueber die Justirung der beiden Spiegel sei Folgendes bemerkt. Man bringt die Alhidade ungefähr auf die Ablesung 120°, blickt, das Auge dicht über dem Limbus haltend, in den beweglichen Spiegel und bringt diesen mittels der Justirschrauben in eine solche Lage, dass der äussere Rand des Limbus mit seinem im Spiegel erscheinenden Bilde eine kontinuirliche Linie bildet. Bei einer weiteren Drehung der Alhidade, die man bis weit über die Kreistheilung hinweg ausdehnen kann, muss dieselbe Bedingung erfüllt sein. Sodann bringt man die Alhidade auf die Ablesung 0° 0′ und stellt den festen Spiegel so, dass entfernte Gegenstände durch beide Spiegel betrachtet ein stetiges Bild liefern. Man kann diese letzte Justirung auch in der Weise ausführen, dass man die Pupille des Auges zur Hälfte im beweglichen, zur anderen Hälfte im festen Spiegel betrachtet und die Lage des letzteren so lange

korrigirt, bis das Bild der Pupille beim Uebergang von einem Spiegel zum andern keine Unstetigkeit erleidet.

Die Ermittelung der Exzentrizität kann ohne Schwierigkeit ausgeführt werden, und zwar bedarf es hierzu nicht der Kenntniss irgend eines zu messenden Winkels. Der Indexfehler lässt sich zugleich mit dem Fehler wegen Exzentrizität durch die Form darstellen

$$a + b \sin \frac{l}{2} + c \cos \frac{l}{2},$$

wo l die Ablesung, $l/2$ also den wirklichen Drehungswinkel der Alhidade bezeichnet. Der wahre Winkelwerth W ist

$$W = l + a + b \sin \frac{l}{2} + c \cos \frac{l}{2}.$$

Die Messung des Winkels von 0° liefert zunächst die Gleichung

$$0 = l_0 + a + c.$$

Wird nun ein beliebiger Winkel W zwischen 60° und 300° und darauf seine Ergänzung zu 360°, also $360° - W$ gemessen, so hat man

$$W = l + a + b \sin \frac{l}{2} + c \cos \frac{l}{2} \quad \text{und} \quad 360° - W = l' + a + b \sin \frac{l}{2} - c \cos \frac{l}{2},$$

da im Argument für die Exzentrizität gesetzt werden kann

$$l' = 360° - l.$$

Durch Addition folgt

$$360° = l + l' + 2a + 2b \sin \frac{l}{2} \quad \text{oder} \quad a + b \sin \frac{l}{2} = \frac{360° - (l + l')}{2}.$$

Misst man weitere Winkel und ihre Ergänzungen zu 360°, so ergeben sich mehrere Bedingungsgleichungen von dieser Form, aus denen sich unter Hinzufügung der Gleichung

$$0 = l_0 + a + c$$

die drei Koeffizienten bequem ermitteln lassen.

Das Instrument kann bei zahlreichen Vermessungsarbeiten Verwendung finden: es eignet sich zum Abstecken beliebiger Winkel, besonders auch zum Absetzen von rechten Winkeln, zum Einrichten eines Punktes in eine gerade Linie, zu Peilungen bei Küstenaufnahmen, z. B. vom Boot aus, wo die unsichere Definirung des Standortes nur eine geringe Genauigkeit der Messung zulässt. Uebrigens gestattet der Umstand, dass der Bereich der messbaren Winkel nicht beschränkt ist, eine mannigfachere Anwendung als andere Spiegelinstrumente, wie z. B. folgender Fall zeigt: es soll von einem Schiffe aus die Höhe eines Vorgebirges bestimmt werden; anstatt nun den Winkel zwischen der oft sehr unsicheren Strandlinie und der Bergspitze zu ermitteln, misst man zweckmässiger den Winkel zwischen der Spitze und der in der entgegengesetzten Richtung (vom Schiffe aus gesehen) freien Kimm, also das Supplement des ersteren Winkels.

Zum Schluss sei noch bemerkt, dass die Winkelmessung zwar eine exzentrische ist, dass aber der hieraus entspringende Fehler nur bei sehr nahen Objekten eventuell merkbar wird.

Referate.

Die Bestimmung des Ungleichförmigkeitsgrades rotirender Maschinen durch das Stimmgabelverfahren.

Von F. Göpel. *Zeitschr. d. Vereins deutsch. Ing.* **44.** *S. 1359. 1900.*

Die Untersuchung ist veranlasst durch einen seitens des Vereins deutscher Ingenieure im Jahre 1894 bei der Reichsanstalt gestellten Antrag: „Ermittelung eines Verfahrens und eines praktisch brauchbaren Instrumentes, um den Ungleichförmigkeitsgrad des Ganges rotirender Maschinen, insbesondere von Dampfmaschinen, namentlich auch derjenigen mit grosser Umdrehungszahl zu bestimmen". Dabei ist unter Ungleichförmigkeitsgrad einer Maschine der Werth

$$\delta = \frac{v_{max} - v_{min}}{v}$$

verstanden, wenn v die mittlere, v_{max} und v_{min} die grösste bezw. kleinste Winkelgeschwindigkeit oder Umfangsgeschwindigkeit eines mit der Maschinenachse starr verbundenen Punktes während einer Kraftzuführungsperiode bedeuten.

Zur Lösung dieses Problems bieten sich zwei Wege. Entweder misst man die Zeiten, welche die Maschinenwelle für gleich grosse Winkel ihrer periodischen Umdrehungsbewegung braucht, oder man vergleicht die ungleichförmige Drehbewegung mit einer möglichst gleichförmigen von der mittleren Geschwindigkeit der zu untersuchenden Maschine. Bei Befolgung des ersteren Weges, der auch im vorliegenden Falle eingeschlagen ist, bedient man sich, da es hierbei auf Messungen sehr kleiner Zeitunterschiede in rascher Folge ankommt, zweckmässig einer schreibenden Stimmgabel als zeiteintheilenden Instrumentes.

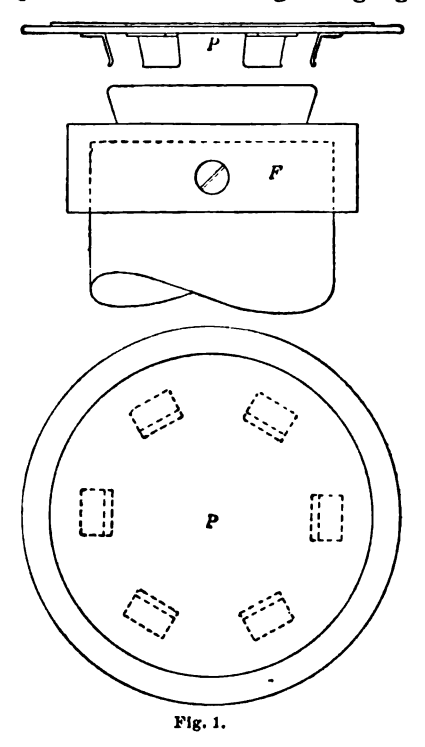


Fig. 1.

Bei ähnlichen älteren Versuchen dieser Art wurde an einer zugänglichen Stelle auf die Schwungradwelle ein Papierzylinder möglichst glatt aufgespannt und darauf berusst. Vor diesem Streifen wurde dann mit gleichmässiger Geschwindigkeit, etwa mittels eines Drehbankschlittens, die schreibende Stimmgabel vorübergeführt und später auf dem abgewickelten Papierstreifen die Anzahl der zwischen äquidistanten Meridianlinien befindlichen Wellen ausgezählt. Neben der Unbequemlichkeit dieses Verfahrens war dasselbe auch nicht einwandfrei, weil durch Schlagen des benutzten Wellenstückes periodische Aenderungen in der aufgeschriebenen Wellenlinie hervorgerufen werden, und weil die Art der Theilung das Ergebniss der Auszählung beträchtlich fälschen kann. Verbesserungen dieser Methode durch Ransome und Braun liessen gleichfalls nicht den erwünschten Erfolg erreichen.

Göpel geht nun in der Weise vor, dass er die Stimmgabelwellen nicht auf einem mit Papier überzogenen *Zylinder*, sondern auf einer ebenen *Scheibe* aus Messing aufzeichnet, welche unmittelbar auf die freie Stirnseite der Maschinenwelle aufzustecken ist. Um das Aufstecken und Abnehmen der Scheibe *während* des Betriebes zu ermöglichen, ist die Scheibe, deren Durchmesser etwa 200 *mm*, und deren Stärke 4 *mm* beträgt, auf der Rückseite (Fig. 1) mit geneigt stehenden federnden Klammern versehen. Die Klammern greifen auf ein vor Beginn des Betriebes auf die Maschinenwelle aufgeschraubtes Holzfutter, das zur Erleichterung des Aufsteckens vorne verrundet ist. Die zu berussende Vorderseite der Scheibe

ist fein polirt, am Rande aber 15 *mm* breit abgesetzt; die Kanten sind gut verrundet, damit man die Platte berühren kann, ohne sich die Hände mit Russ zu beschmutzen oder beim Aufsetzen und Abnehmen von der laufenden Maschine zu verletzen. Zum Berussen der Messingscheibe wird eine gewöhnliche Petroleumlampe mit Flachbrenner verwendet.

Die tönende Stimmgabel wird an der berussten Messingscheibe in radialer Richtung langsam vorbeigeführt; man erhält demnach die Wellen in der Form einer angenäherten archimedischen Spirale. Die Länge einer Welle soll 1,5 bis 3 *mm* betragen.

Bei den vorliegenden Versuchen wurde für Maschinen von 70 bis 300 Umdrehungen pro Minute eine Stimmgabel von 435 ganzen Schwingungen pro Sekunde als vortheilhaft gefunden. Als Schreibstift, der auf einem Zinkenende der Stimmgabel aufgelöthet war, diente ein etwa 0,3 *mm* starker Kupferdraht von 20 *mm* Länge (Fig. 2).

Die Verschiebung der schreibenden Stimmgabel geschah von Hand. Um tangentiale Schwankungen des Schreibstiftes zu vermeiden, war, wie Fig. 2 zeigt, ein Messingrohr *R* von etwa 350 *mm* Länge und 26 *mm* Durchmesser auf ein längeres Stück Winkelmessing aufgeschraubt. Auf dem Rohr war eine Schelle *S* verschiebbar angeordnet, welche den Ansatz *n* zur Aufnahme der Stimmgabel trug. Die Gabel stützt sich mit einem Führungsstück *c* auf die eine Schenkelkante des Winkelstückes, die, damit beim seitlichen Heranführen der Gabel an die Scheibe der Schreibstift erst auf der eigentlichen Schreibfläche zur Berührung kommt, bei *d* auf etwa 60 *mm* Länge um 1 *mm* vertieft ist.

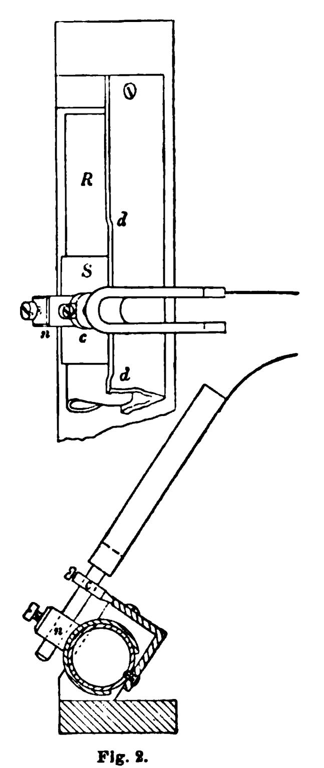


Fig. 2.

Die auf die berusste Messingscheibe aufgeschriebenen Kurven wurden zum Zwecke ihrer Auswerthung auf Papier übertragen, und zwar wurde hierzu glattes Schreibpapier benutzt, welches unmittelbar vor der Verwendung mit einem Pinsel voll schnell trocknenden Lackes überstrichen wurde. Nach dem Abdrücken des berussten Diagramms wird das Papierdiagramm mit Schellacklösung fixirt.

Der grössere Theil der vorliegenden Arbeit ist einer Diskussion der Auswerthung der Diagramme gewidmet, auf die hier, weil wesentlich technisches Interesse in Frage kommt, nur ganz kurz eingegangen werden kann. Die Diskussion knüpft insbesondere an ein mitgetheiltes Beispiel einer Beobachtung an einem 30-pferdigen Gasmotor an.

Aus der schwankenden Anzahl der Stimmgabelschwingungen, die auf unter sich *gleiche* Bruchtheile der Umdrehungsbewegung entfallen, soll auf die Ungleichförmigkeiten dieser Bewegung geschlossen werden. Hierzu ist erforderlich, dass das Diagramm in eine Anzahl gleicher Sektoren zerlegt und die Anzahl der Schwingungen innerhalb eines jeden dieser Sektoren ermittelt wird. Zu dem ersteren Zwecke dienen Kreise, welche bei der Aufnahme des Diagramms auf der berussten Fläche mit *feststehender* Stimmgabel hergestellt sind. Entsprechend der Entstehung dieser Kreise fällt ihr Mittelpunkt genau mit der Achse der Maschinenwelle zusammen, und man braucht, um gleiche Sektoren zu erhalten, nur den Umfang in eine geradzahlige Anzahl von Theilen — im Allgemeinen genügt eine Zwölftheilung — zu zerlegen und die diametral zu einander gelegenen Theilpunkte mit einander zu verbinden.

Zur Ermittelung der Anzahl der Schwingungen in einem Sektor beschränkt man sich zweckmässig nicht auf einen Umgang, sondern benutzt deren mehrere, um auf diese Weise die Schätzungsfehler herabzudrücken. Dabei genügt es aber in der Regel, die Bruchtheile von Wellen allein zu bestimmen, da die Anzahl der Wellen in den in Frage stehenden Fällen meist nur um Bruchtheile einer Welle variirt. Die Resultate der direkten Auswerthung werden dann bei der strengen Ausgleichung durch Fourier'sche Reihen dar-

gestellt, wobei indessen noch darauf Rücksicht zu nehmen ist, dass wir es in der Regel nicht mit *rein* periodischen Vorgängen zu thun haben. Hieraus würden dann v_{max} und v_{min} zu berechnen sein, und damit wären die Unterlagen zur Ermittelung des Ungleichförmigkeitsgrades, wie er eingangs definirt ist, gegeben.

Für die Praxis ist natürlich ein solches Verfahren zu umständlich. Verf. giebt für solche Fälle einfachere Rechnungsmethoden an, wegen deren jedoch hier auf das Original selbst verwiesen werden muss. *Schl.*

Abhängigkeit des spezifischen Torsionswiderstandes einiger Metalldrähte von der Spannung.

Von J. R. Benton. *Ann. d. Physik (4)* **3.** *S. 471. 1900.*

Der Grundgedanke der vom Verf. angewendeten Methode ist die Vergleichung der Schwingungen einer an einem Draht befestigten und durch dessen Torsion bewegten trägen Masse mit einem und demselben Fadenpendel nach dem Koinzidenzverfahren, wenn abwechselnd der Draht gedehnt und freigelassen wird. Zur Durchführung dieser Methode wurde ein etwa 3 *m* langer Draht mit seinem oberen Ende unter der Decke des Beobachtungsraumes festgeklemmt und mit dem unteren Ende in einen um eine horizontale Achse drehbaren Hebel eingespannt, der zwar eine beliebige Längenänderung des Drahtes zuliess, dagegen eine Torsion am unteren Ende verhinderte. Genau in der Mitte des Drahtes wurde eine für die verschiedenen Drähte verschieden schwere Messingscheibe befestigt, deren Rand zur Ablesung der Amplituden bei den Schwingungen mit einer Theilung versehen war. Auf der Scheibe war in Gestalt eines kleinen rechtwinklig gebogenen Metallbleches, dessen eine Seite weiss gefärbt war, eine Marke angebracht, deren Koinzidenzen bei den Torsionsschwingungen mit der Marke (kleiner schwarzer Zylinder) eines schwingenden Fadenpendels mit Hülfe eines Fernrohres bestimmt wurden. Aus diesen Koinzidenzen liessen sich dann in Verbindung mit der bekannten Schwingungsdauer des Fadenpendels die Aenderungen der Torsionsschwingungsdauer berechnen.

Jeder Draht wurde, nachdem er oben eingeklemmt war, unter der grössten sicheren Belastung durch Erhitzen zur Rothgluth zweimal ausgeglüht, dann unter der höchsten später angewendeten Belastung zwei Tage sich selbst überlassen. Alsdann wurde die Schwingungsdauer in mehreren Reihen bei fünf verschiedenen Belastungen untersucht.

Die Versuche ergaben, dass sich die Konstante der Torsionselastizität (Torsionswiderstand) darstellen lässt durch eine Gleichung

$$m = \alpha + \beta P + \gamma P^2,$$

wo P die Spannung und α, β und γ Konstanten bedeuten. Verf. hat in jedem einzelnen Falle die Werthe von β und γ berechnet, dabei ergab sich aber, dass wegen der Inhomogenität der Substanz der Drähte sich keine quantitativen Schlüsse über allgemein gültige Werthe dieser Konstanten aus Beobachtungen eines einzigen dünnen Drahtes ziehen lassen, die gewonnenen Werthe von α, β, γ vielmehr nur das Verhalten des betreffenden Drahtes darstellen. Trotzdem ist es möglich, durch Beobachtungen einer Reihe verschieden dicker Drähte von derselben Substanz den Einfluss der Inhomogenität näherungsweise zu eliminiren und eine ungefähre Kenntniss der allgemeinen Konstanten α, β, γ zu erlangen. In der zum Schlusse dieses Referates gegebenen Tabelle sind nicht die einzelnen Werthe von β (Ordnung etwa 10^{-4}) und γ (Ordnung etwa 10^{-5}) angegeben, sondern ist nur mitgetheilt, ob dieselben positiv der negativ gefunden wurden. Es ergiebt sich, dass der Torsionswiderstand bei Stahl Eisen, Nickelin, Neusilber und nicht zu kupferhaltigem Messing mit wachsender Spannung abnimmt, dass er bei Kupfer erst zunimmt und nachher abnimmt und dass er bei Nickel stets zunimmt. Dies gilt zwischen der Spannung Null und der Elastizitätsgrenze.

Auf Grund der Formel $m = m_0 \left(\frac{S_0}{S}\right)^2 \left(\frac{l}{l_0}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^4$, wo S die Schwingungsdauer der Scheibe, l die Länge des Drahtes und r den Halbmesser des Drahtes bedeuten und sich die Bezeichnungen mit dem Index auf den Anfangszustand beziehen, berechnet Verf. dann den

ungefähren absoluten Werth m_0 des Torsionswiderstandes. Hierzu bedarf er ausser der Kenntniss der Verhältnisse S_0/S und l/l_0, von denen letzteres durch direkte Ausmessung gefunden wurde, noch des Werthes für das Verhältniss r_0/r. Diese Grösse, d. h. die Querkontraktion wurde mit Hülfe einer Interferenzmethode bestimmt, indem zwei Platten, welche die die Newton'schen Ringe bildenden Glasplatte und Glaslinse trugen, unter Zwischenschaltung des zu untersuchenden Drahtes und passend angeordneter Schrauben mittels einer Feder gegen einander gepresst wurden. Eine Veränderung des Drahtdurchmessers hatte dann eine Verschiebung der Interferenzstreifen zur Folge, welche mit einem Mikroskop verfolgt wurde. Aus den gefundenen Werthen berechneten sich dann bei gleichzeitiger Beobachtung der Längenänderung die Werthe des Poisson'schen Verhältnisses. Auch diese Werthe sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

Substanz	Durchmesser des Drahtes *mm*	$m_0 \times 10^{-11}$	β	γ	Mittelwerthe des Poisson'schen Verhältnisses
Stahl. . . .	0,685 bis 1,405	7,520 bis 8,030	negativ	positiv	0,2755
Eisen . . .	0,883 „ 1,578	5,671 „ 6,732	„	„	0,288
Kupfer . . .	0,947 „ 1,728	7,057 „ 5,342	positiv	negativ	0,341
Nickel . . .	0,963 „ 1,490	9,026 „ 5,518	„	„	0,375 bis 0,271
Messing . . .	0,787 „ 1,498	3,688 „ 3,804	negativ	„	0,331
Nickelin . . .	0,795 „ 1,397	5,921 „ 6,573	„	positiv	0,403
Neusilber . .	1,005 „ 1,592	7,451 „ 6,584	„	„	0,313 bis 0,429
Messing (roth)	0,996	3,804	positiv	negativ	0,331
Bronze . . .	0,902	9,077	negativ	positiv	0,414

Schl.

Militärdistanzmesser.

Von B. Kaibel. Mainz, Druck von O. Schneider. 1900.

Der Urheber des durch die zwei Patente Nr. 97317 und Nr. 97321 geschützten Artilleriedistanzmessers beschreibt hier sein Instrument ausführlicher; es soll schon im Juli 1898, da es erst im Modell fertiggestellt war, durch die Artilleriekommission, die es auf dem Fort Bingen der Festung Mainz prüfte, für die Zwecke der Kgl. Landesaufnahme empfohlen worden sein. Ob es für *topographische* Zwecke in der That Nutzen schaffen wird, scheint dem Ref. zweifelhaft; es ist — und damit ist für Jeden, der sich mit Distanzmessern ohne Latte beschäftigt hat, der Werth des Instruments genügend gekennzeichnet — ein Basisschienendistanzmesser mit 90 *cm* langer Grundlinie und mit zwei *getrennten* Visuren durch zwei Fernrohre. (Nebenbei bemerkt, sollte man diesen militärischen „Distanzmessern ohne Latte" endlich einmal auch bei uns, wie man es in Frankreich, Italien u. s. f. längst thut, zum Unterschied von den geodätisch zunächst allein in Betracht kommenden „Distanzmessern mit Latte" einen besonderen Namen geben; als solcher empfiehlt sich das in den genannten Ländern üblich gewordene „*Telemeter*".) Das Instrument ist von Tesdorpf in Stuttgart sorgfältig ausgeführt, mit zwei kräftigen Fernrohren von 36-facher Vergrösserung (52 *mm* Objektivdurchmesser) versehen, deren Zielungen aber, wie schon angedeutet ist, nicht durch Reflexion in demselben Gesichtsfeld vereinigt sind, und die also *nach* einander auf den Zielpunkt, dessen Entfernung zu bestimmen ist, eingestellt werden müssen. Das Stativ ist zwar sehr fest gebaut; dass aber die Genauigkeit durch Vereinigung der Visuren gesteigert werden kann, ist bekanntlich nicht zweifelhaft. Das Instrument, das der Ref. kürzlich bei Hrn. Mechaniker Tesdorpf gesehen hat, ist ferner, dank der ausgiebigen Verwendung von Magnalium, nicht besonders schwer, doch ist von einem Feldinstrument, trotz der geschickten Verpackung, im gewöhnlichen Sinn der Topographie natürlich keine Rede. In Beziehung auf die Leistung solcher Instrumente ist die Art der Uebertragung des kleinen Parallaxenwinkels auf den Zeiger oder dgl. zwar nicht die Hauptsache, aber doch auch nicht ohne Bedeutung; dass die hier angewandte Uebertragung (412-fach) auf die über einem Zifferblatt sich bewegenden Zeiger für die unmittelbare Ablesung der Entfernung bequem ist und sicher wirkt, sei nicht verschwiegen.

Im Anhang des Schriftchens sind einige Versuchsmessungen mit Entfernungen von 150 bis 250 *m*, dann von 659, 1887 und 3110 *m* angegeben. Bei den kleineren Strecken zeigt sich z. Th. auffallend scharfe Uebereinstimmung; z. B. zeigt bei der Strecke 150 *m* unter 19 Ablesungen keine eine grössere Abweichung als 0,4 *m* vom Mittel 150,2 *m*. Bei solchen Versuchen sollte niemals eine genügende Fehlerdiskussion unterbleiben und es seien deshalb hier noch einige Worte über die angeführten Versuche beigefügt.

Bei der genannten Strecke von 150 *m* beträgt nach den in der Schrift angegebenen Zahlen der mittlere *unregelmässige* Fehler einer einzelnen Entfernungsablesung nur ± 0,25 *m*, bei 160 *m* beträgt er ± 0,21 *m*, bei 170 *m* (unter der Annahme, dass die 11. Ablesung 171,0 statt 170,0 lauten sollte) ebenfalls nur ± 0,22 *m*; für die Entfernungen 180, 200 und 250 *m* sind zu wenige Ablesungen angegeben (warum?), als dass die Ableitung des m. F. einer Ablesung Werth hätte. Bei der Entfernung 659 *m* ist der mittlere unregelmässige Fehler einer Ablesung auf ± 3,5 *m*, bei 1887 *m* auf ± 32 *m* gestiegen (bei der grössten benutzten Entfernung sind wieder zu wenig Zahlen angegeben). Neben diesen unregelmässigen Fehlern zeigt das Instrument, mit dem die Versuchsmessungen gemacht sind, eine nothwendige *negative* regelmässige Korrektion; bei den kleinen Entfernungen ist sie etwa $^1/_{500}$, bei den grossen steigt sie bis auf $^1/_{200}$, ja $^1/_{100}$ der Entfernung. (Doch vermuthet der Ref., dass die Entfernungen 1887 und 3110 *m* die *horizontalen* Strecken bis zu den Zielpunkten vorstellen, sodass mit Rücksicht auf deren Höhenlage die Strecken auf etwa 1896 und 3119 *m* zu vergrössern wären und der regelmässige Fehler für diese grossen Entfernungen etwas sinken würde.) Dieser regelmässige Fehler wäre selbstverständlich durch Berücksichtigung an der Theilung des Zifferblatts leicht zu beseitigen.

Nicht zu vergessen wird sein, dass sich das Instrument bei diesen Versuchsmessungen im Zimmer oder Garten befand, besonders fest aufgestellt, gegen Wind u. s. f. geschützt; auch sind die gewählten hochgelegenen entfernten Zielpunkte sehr günstig.

Ich habe diese kurze Fehlerbetrachtung hier angefügt, um darauf hinzuweisen, dass so allgemein gehaltene Angaben wie die am Schluss der Broschüre: es seien „zwischen 150 und 3110 *m* eine Genauigkeit von 0,2 bis 42 *m* oder von 1,3 bis 13,5 ‰, d. h. durchschnittlich von 8,5 *m* oder 6,7 ‰ erzielt“ worden, keinen Werth haben; namentlich die angegebene *Durchschnittszahl* ist ganz ohne Bedeutung. Bei allen diesen Telemetern wächst der *relative*, z. B. *prozentische*, Fehler (schon rein geometrisch) selbst proportional der Entfernung, ist also bei grossen Entfernungen viel bedeutender als bei kleinen, während der *lineare* Fehler selbst proportional dem *Quadrat* der Entfernung wächst, wie man aus folgender einfacher Ueberlegung sieht: ist a die Länge der Basisschiene, e die gesuchte Entfernung, α der im „Entfernungsdreieck“ der Basis gegenüberliegende kleine Parallaxenwinkel, so ist mit α in Sekunden

$$e = a \cdot \frac{\varrho''}{\alpha''}$$

oder mit α in analytischem Maass

$$e = a \cdot \frac{1}{\alpha} \quad \ldots\ldots \quad 1)$$

Bedeutet also $d\alpha$, ebenfalls in analytischem Maass, einen kleinen Fehler in α, der in derselben Grösse als Fehler (*Einstellungsfehler*) an dem veränderlichen der beiden an a anliegenden Winkel zur Erscheinung kommt, so wird der entsprechende Entfernungsfehle nach 1)

$$de = -a \cdot \frac{1}{\alpha^2} d\alpha \quad \ldots\ldots \quad 2)$$

oder wegen (vgl. 1)) $\alpha = \frac{a}{e}$

$$de = -\frac{e^2}{a} d\alpha \quad \ldots\ldots \quad 3)$$

d. h. es ist der wirkliche Fehler in e proportional dem Quadrat von e und schon der relative Fehler

$$\frac{de}{e} = -\frac{e}{a} d\alpha \quad \ldots\ldots \quad 4)$$

proportional der Entfernung e.

Dabei ist noch keine Rücksicht genommen auf physikalische Dinge, Luftoszillation (z. Th. auch Differentialrefraktion) u. s. f., die bei grossen Entfernungen sehr ungünstige Resultate erzeugen können. *Hammer.*

Ueber ein Ausdehnungs-Hygrometer und seine Anwendung zur Messung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen.

Von R. Cozza. *Archives Sc. phys. et nat. Genève (4)* ***10.*** *S. 132. 1900.*

Ein Hygrometer, welches die bei adiabatischer Ausdehnung eintretende Nebelbildung zur Messung benutzt, ist schon von R. von Helmholtz und Sprung konstruirt (vgl. *diese Zeitschr.* ***8.*** *S. 38. 1888*); die Arbeiten wurden jedoch nach einigen vorläufigen Versuchen abgebrochen.

Cozza hat — ohne Kenntniss der früheren Experimente — zwei Formen eines auf diesem Prinzip beruhenden Hygrometers konstruirt. Das eine Instrument besteht aus einer 30 *cm* langen und 3 *cm* weiten, an den Enden mit Glasfenstern versehenen Messingröhre, welche durch drei seitliche Ansätze mit der Aussenluft, mit einem Manometer und mit einer Luftpumpe in Verbindung gesetzt werden kann. Man saugt Luft in die Röhre ein, schliesst sie gegen aussen ab, erwärmt sie durch Kompression und lässt sie dann schnell wieder austreten. Falls die Kompression hinreichend kräftig war, zeigt sich Nebelbildung in der Röhre, und man wiederholt nun das Experiment mit geringern Drucken, bis man den Druck ermittelt hat, bei welchem das Anfangsstadium der Nebelbildung eintritt. Ist dieser Druck p_1, der Barometerstand p_2 und die Aussen-Temperatur T_1, so ist die Thaupunkts-Temperatur

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{C-c}{C}},$$

wo C die spezifische Wärme bei konstantem Druck, c die bei konstantem Volumen ist. Verf. benutzt für $\frac{C-c}{C}$ den bekannten Werth für trockene Luft (0,291); ausserdem wird vorausgesetzt, dass stets genug Staubkerne in der Atmosphäre enthalten sind, um Uebersättigung zu verhindern. Vergleichungen dieses Hygrometers mit dem Alluard'schen Kondensations-Hygrometer fielen sehr befriedigend aus; weniger gut — wenigstens bei hohen Feuchtigkeiten — diejenigen mit einem dem Dufour'schen ähnlichen Instrument, und zwar wahrscheinlich deshalb, weil sich auf dem Thaupunktsspiegel häufig ein feiner Flüssigkeitsschleier festsetzte.

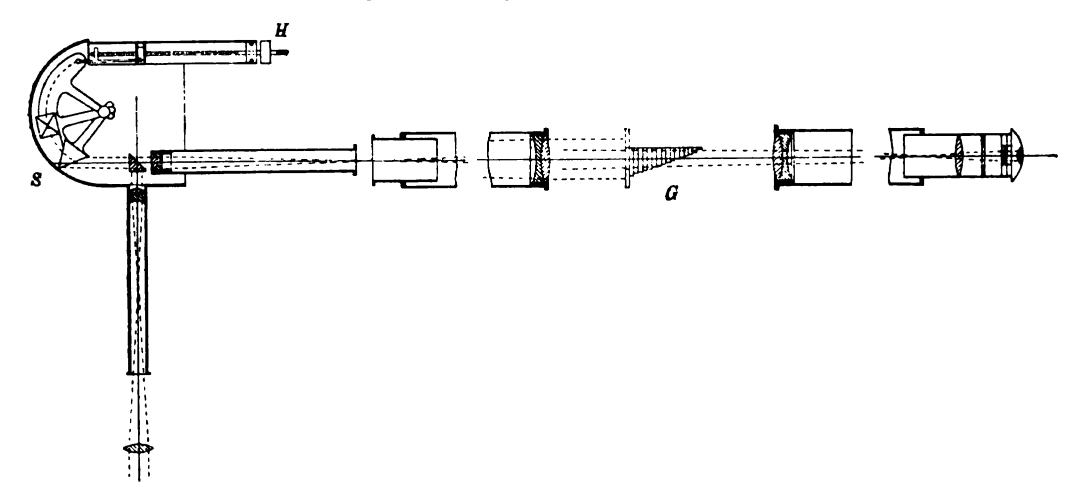
Cozza hat dann einen zweiten Apparat konstruirt, bei welchem der Anfangsdruck der Atmosphärendruck und der Enddruck ein tieferer ist. Das Instrument ist sowohl in der Konstruktion wie in der Berechnung etwas komplizirter als das erste, hat aber den Vortheil, dass die in ihm enthaltene Luft keiner vorläufigen Kompression ausgesetzt wird. Es besteht aus einer 40 *cm* langen, 4 *cm* weiten Metallröhre, die einen Hahn zur Verbindung mit der Aussenluft, einen zweiten zur Verbindung mit einem Glasballon hat, von welchem eine Röhre zu einem Quecksilber-Manometer und einer Luftpumpe führt. Man verdünnt die Luft im Glasballon und öffnet dann schnell den Hahn zwischen Glasballon und Metallröhre, bis hier Kondensation eintritt; die Höhe des Barometerstandes, vermindert um die Manometerhöhe, giebt dann den Enddruck p_2 der obigen Formel. Die Menge des eingeschlossenen Wasserdampfes ändert sich dabei im Verhältniss der Drucke.

Man kann nun das Problem umkehren und aus der Druckänderung, welche in einer Luftmasse mit genau bekanntem Feuchtigkeitsgehalt zur Erzeugung von Nebel nothwendig ist, das Verhältniss C/c ermitteln. Von ähnlichen Methoden zur Bestimmung dieses Verhältnisses, z. B. derjenigen von Lummer und Pringsheim (vgl. *diese Zeitschr.* ***15.*** *S. 297. 1895*), unterscheidet sich dieses Verfahren also dadurch, dass an Stelle der Messung der Temperatur T_2 die Beobachtung der Nebelbildung tritt. Cozza hat bisher nur vorläufige Versuche angestellt und stiess dabei auf ziemlich viel Schwierigkeiten; er hält die Methode aber trotzdem für aussichtsvoll und empfiehlt sie den Physikern zur Erprobung. *Sg.*

Das Staffelspektroskop.

Von **Lord Blythswood** und **E. W. Marchant**. *Phil. Mag.* **49.** *S. 384. 1900.*

Die Verf. haben mit einem Hilger'schen Gitter G aus 15 Leichtflintplatten von 7,5 *mm* Dicke und 0,5 *mm* Stufenbreite gearbeitet. Die Objektive des Spektroskops hatten 71 *cm* Brennweite und 5 *cm* Durchmesser. Zur groben spektralen Zerlegung des Lichts diente ein kleines Sonnenspektroskop S, dessen Prismensystem von den reflektirten Strahlen zum zweiten Mal durchsetzt wird; durch Drehung der Prismen mittels des Knopfes H können so bei feststehender Lichtquelle die einzelnen Theile des Spektrums über den Kollimatorspalt geführt werden. Diese Drehung, sowie die Veränderung der Spaltbreite liess sich mit Hülfe von Stangen direkt vom Okular des Beobachtungsfernrohrs aus bewirken. Zunächst wird der Apparat ohne Gitter justirt; letzteres kann durch eine Parallelführung senkrecht zur optischen Achse ein- und ausgeschaltet werden; die Stellung, wo beim Durchbewegen zwischen den Objektiven die grösste Helligkeit auftritt, wird markirt. Ferner dient eine



Schraube mit Gegenfeder zur Drehung des Gitters um eine vertikale Achse; die dabei auftretenden Erscheinungen werden eingehend besprochen. Das Tischchen, welches das Gitter trägt, ist mit Horizontirungsschrauben versehen.

Die theoretische Leistung des Gitters wurde graphisch dargestellt. Zunächst wurde mit Benutzung der Cauchy'schen Interpolationsformel eine Kurve entworfen, die den Brechungsexponenten μ als Funktion der Wellenlänge λ darstellt, darauf die Kurve $\frac{d\mu}{d\lambda} = f(\lambda)$. Daraus wurde dann die Kurve $k_1 = \frac{\lambda^2}{t\left(\mu - 1 - \lambda\frac{d\mu}{d\lambda}\right)}$ abgeleitet (t ist die Plattendicke); multiplizirt man das Verhältniss der angularen Trennung von zwei Spektrallinien zu der von zwei aufeinanderfolgenden Spektren mit k_1, so erhält man die Wellenlängendifferenz dieser Linien. Es wurde endlich die Kurve für $k_2 = \frac{k_1}{\lambda^2} 10^8$ gezeichnet, eine Grösse, die sich nur wenig mit der Wellenlänge ändert. *A. K.*

Messungen an Selbstinduktionsrollen und Kondensatoren.

Von **H. A. Rowland** und **T. Dobbin Penniman**. *Amer. Journ. of Science* (4) **8.** *S. 35. 1899.*

Rowland hat vor einigen Jahren eine grössere Zahl von Nullmethoden zur Messung von Induktionskoeffizienten und Kapazitäten angegeben (vgl. *diese Zeitschr.* **18.** *S. 386. 1898*). Von diesen Methoden sind in der vorliegenden Arbeit vier genauer behandelt.

Das Dynamometer, welches zu den Versuchen benutzt wurde, gab bei Serienschaltung der beiden Spulen für 0,0007 Amp. einen Ausschlag von 1 Skalentheil. Die bewegliche Spule

bestand aus 240 Windungen und hing an einem Bronzedraht, der gleichzeitig als Stromzuleitung diente, die zweite Zuleitung erfolgte durch einen feinen losen Draht; der Widerstand der Spule nebst Aufhängung betrug 21,7 Ohm, der Selbstinduktionskoeffizient 0,0007 Henry. Die feste Spule hatte 300 Windungen, ihr Induktionskoeffizient betrug 0,0164 Henry. Als Energiequellen wurden mehrere Dynamomaschinen verschiedener Bauart je nach der gewünschten Wechselzahl benutzt. Die Messungen wurden an sechs Induktionsspulen von 0,5 bis 5 Henry und an vier Kondensatoren von $^1/_3$ bis 3 Mikrofarad vorgenommen.

Bei den folgenden Methoden ist die Stromverzweigung aus der betreffenden Figur zu ersehen; Widerstände sind mit W oder R, Selbstinduktionen mit L, gegenseitige Induktionen mit M, Kapazitäten mit C bezeichnet; n bedeutet das Produkt aus 2π in die Periodenzahl (ganze Periode) des Wechselstromes; D bedeutet Dynamometer, der weite Kreis die feste, der engere die bewegliche Spule.

Methode 1). Die Widerstände werden so regulirt, dass bei Umlegen des Schlüssels K der Ausschlag des Dynamometers sich nicht ändert. Dann ist

$$n^2 L^2 = (R_1 - R)(R + r).$$

Ersetzt man L durch einen Kondensator, so wird die Bedingung

$$1/n^2 C^2 = (R_1 - R)(R + r).$$

Die Methode kann zur absoluten Bestimmung von Selbstinduktionen und Kapazitäten benutzt werden.

Bei der Ausführung einer derartigen Messungsreihe zeigte sich, dass man für die Kapazität Werthe erhielt, die nicht nur von der Schwingungszahl, sondern auch bei derselben Schwingungszahl von der jeweiligen Wahl der Widerstände abhing. Diese Unregelmässigkeiten sind auf die sogenannte Absorption der Kondensatoren, einen gewissen Energieverbrauch im Kondensator zurückzuführen. Man trägt dieser Erscheinung Rechnung, indem man den sogenannten Absorptionswiderstand A einführt, der zu dem ohmischen Widerstand R als additives Glied hinzugefügt wird.

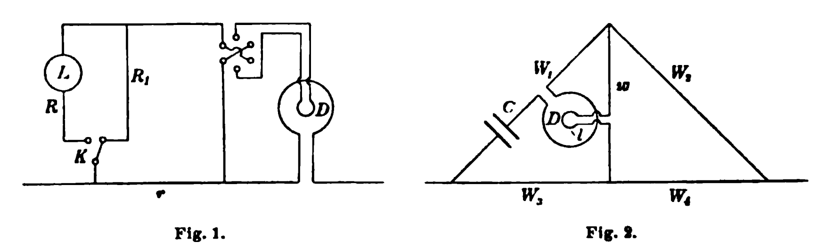


Fig. 1. Fig. 2.

Methode 2). Die Regulirung der Widerstände erfolgt derart, dass die in der festen und beweglichen Spule des Dynamometers fliessenden Ströme eine Phasendifferenz von 90 Grad besitzen, sodass das Dynamometer keine Ablenkung erfährt. Die Bedingung dafür ist

$$W_1 W_4 - W_2 W_3 = \frac{l}{C} \frac{W_4 (W_3 + W_4)}{W_3 (W_2 + W_4) + w (W_3 + W_4)}.$$

Nimmt man auf die unter 1) besprochene Absorption des Kondensators Rücksicht, so hat man an Stelle von W_1 zu setzen $W_1 + A$. Kennt man also l und C angenähert, so kann man diese Methode zur Messung des Absorptionswiderstandes A benutzen.

Methode 3). Es wird auf die Nulllage des Dynamometers eingestellt (Phasendifferenz der Ströme 90 Grad). Die Bedingung dafür lautet

$$L_1/L_2 = (R_1 + r)/R_2.$$

Mittels dieser Methode können zwei Selbstinduktionen mit grosser Genauigkeit mit einander verglichen werden. Interessant ist, dass die Gleichung den Koeffizienten M der gegenseitigen Induktion nicht enthält. Derselbe kommt nur für die Empfindlichkeit in Frage.

Methode 4). Nulleinstellung wie in 3). Die Bedingungsgleichung ist

$$L_1/C = (R + r)(R_1 + r_1).$$

Die Methode dient zum Vergleich einer Selbstinduktion mit einer Kapazität; dabei ist wiederum dem Absorptionswiderstande Rechnung zu tragen.

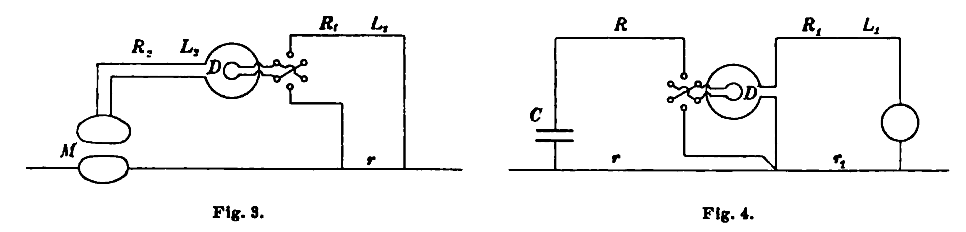


Fig. 3. Fig. 4.

Aus dem Zahlenmaterial, das die Verfasser mittheilen, geht hervor, dass Kapazitätsmessungen wegen der Absorption sich nur mit mässiger Genauigkeit ausführen lassen. Der Vergleich von Selbstinduktionen dagegen ist mit einer Genauigkeit von $^1/_{10000}$ möglich.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass die absolute Bestimmung nach der Methode 1) nur für Sinusströme richtige Werthe ergeben kann, da die Periodenzahl in die Formel eingeht. *E. O.*

Heit's registrirender Kompass.

Von G. Dary. *L'Électricien* **20.** *S. 225. 1900.*

Kapitän Heit hatte in Paris einen *Compas avertisseur et enregistreur* ausgestellt, welcher 1. dem Steuermann den vom Wachoffizier angegebenen Kurs zeigen, 2. den eingehaltenen Kurs mit allen eventuellen Abweichungen registriren, 3. jede vorkommende Abweichung vom Kurs dem Wachoffizier anzeigen soll. Bekanntlich giebt es schon sehr viele Erfindungen, welche insbesondere die erste und die dritte der hier angeführten Aufgaben zu lösen haben; wichtiger ist die Einrichtung des neuen Apparates für die Registrirung der Kurse, welche dem Ref. zwar sehr gut erdacht und sehr empfindlich, aber auch sehr heikel zu sein scheint, da die Hauptfunktion einem Strohhebel zukommt, an dessen Ende sich eine Kupferarmatur und eine Palladium-Spirale befinden. Die Uebertragung der Kurse geschieht durch Kontakte mittels des elektrischen Stromes. Sehr charakteristisch ist die Rose, deren Nadeln der Erfinder vor eventuellen Einflüssen des elektrischen Stromes bewahren will; dies glaubt er durch Anbringung der Nadeln auf nur einer Seite der Rose — in genügender Entfernung vom Strome also — zu erreichen, zur Herstellung des Gleichgewichtes befinden sich in symmetrischer Lage auf der anderen Seite der Rose gleich schwere, unmagnetisirte Lamellen. Der Apparat soll bei den mit demselben angestellten Versuchen sich gut bewährt haben.

E. G.

Neu erschienene Bücher.

Wilbur M. Stine, *Photometrical Measurements and Manual for the general Practice of Photometry.* 8°. 270 S. m. Fig. London, New York, Macmillan 1900. 6,80 M.

Das Buch stellt sich wesentlich als ein Handbuch der elektrotechnischen Photometrie dar und ist durch die Ausführlichkeit, mit welcher die Photometrie der elektrischen Glüh- und Bogenlampen behandelt wird, werthvoll. Wenn das Material zu dem Inhalt auch hauptsächlich amerikanischen Veröffentlichungen entnommen wird, so sind doch auch die deutschen Arbeiten, so diejenigen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt herangezogen worden.

Als Lichteinheit stellt Stine nach dem Vorgange des *American Institute of Electrical Engineers* und der *National Electric Light Association* die Hefnerlampe in den Vordergrund; er möchte am liebsten nicht nur den Gebrauch der Kerzen, sondern auch den Ausdruck „Kerzen" für ein Helligkeitsmaass beseitigen, weil damit an ein veraltetes, unbestimmtes und ungenaues Maass erinnert wird.

Die verschiedenen Konstruktionen der Photometer werden ausführlich behandelt. Der Verfasser scheint das Bunsen'sche Photometer allen anderen vorzuziehen, bei demjenigen von Lummer und Brodhun stört ihn vor Allem, dass man mit einem Auge durch ein Fernrohr beobachten müsse. Er schreibt auch, ohne den Fall zu untersuchen, die Bemerkung Knott's nach, das Lummer-Brodhun'sche Photometer sei eine Nachahmung des vor 40 Jahren von Swan erfundenen Apparates[1]).

Stine macht ferner darauf aufmerksam, dass die bei dem Bunsen'schen Photometer angewandten Spiegel, durch welche die beiden Seiten des Photometerschirmes beobachtet werden, fälschlich Rüdorff als Erfinder zugeschrieben würden, während Rüdorff selbst sie 1869 als eine bekannte Einrichtung bezeichne und Bohn schon zehn Jahre früher davon spreche unter dem Hinzufügen, dass man nicht weiss, wer diese Spiegel zuerst angewendet habe.

In Bezug auf die so sehr nützliche Verwendung des Talbot'schen Prinzips in der Photometrie empfiehlt Stine, die Winkelöffnung der Talbot'schen Scheiben nicht unter 180 Grad zu nehmen, da sonst Fehler entständen, welche z. B. bei nur 24 Grad Oeffnung auf 16 % anwüchsen. Er stützt sich dabei auf eine ältere Untersuchung von Ferry (*Phys. Rev.* **1.** *S. 338. 1893*), übersieht also, dass Lummer und Brodhun, deren darauf bezügliche Veröffentlichung er anführt. (*diese Zeitschr.* **16.** *S. 303. 1896*), die Gültigkeit des Talbot'schen Gesetzes bis zu einer Oeffnung des rotirenden Sektors zu 25 Grad herab nachgewiesen haben.

Das im Uebrigen sehr empfehlenswerthe Buch erhält durch ausführliche Literaturhinweise einen erhöhten Werth. *H. K.*

E. Pascal, Repertorium der höheren Mathematik (Definitionen, Formeln, Theorie, Literatur). Deutsche Ausg. nach e. neuen Bearbeitg. d. Originals v. A. Schepp. Analysis u. Geometrie. I. Thl.: Die Analysis. gr. 8°. XII, 638 S. Leipzig, B. G. Teubner. Geb. in Leinw. 10,00 M.

O. Schlömilch, Uebungsbuch zum Studium der höheren Analysis. 2. Thl.: Aufgaben aus der Integralrechng. 4. Aufl. Bearb. v. Prof. Dr. R. Henke. gr. 8°. VIII, 448 S. m. Holzschnitten. Leipzig, B. G. Teubner. 9,00 M.

Teubner's Sammlung v. Lehrbüchern auf dem Gebiete der mathematischen Wissenschaften m. Einschluss ihrer Anwendgn. III. Bd. gr. 8°. Leipzig, B. G. Teubner.

III. E. Pascal, Die Determinanten. Eine Darstellg. ihrer Theorie u. Anwendgn. m. Rücksicht auf die neueren Forschungen. Deutsche Ausg. v. Dr. H. Leitzmann. XVI, 266 S. Geb. in Leinw. 10,00 M.

A. Föppl, Vorlesgn. üb. d. technische Mechanik. 2. Bd. Graphische Statik. gr. 8°. X, 452 S. m. 166 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. Geb. in Leinw. 10,00 M.

C. R. Fresenius, Anleitg. z. quantitativen chemischen Analyse. 6. Aufl. 4. Abdr. In 2 Bdn. 1. Bd. gr. 8°. XVIII, 668 S. m. Holzst. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 12,00 M.; geb. in Halbfrz. 13,50 M.

H. Kayser, Handbuch d. Spektroskopie. 1. Bd. gr. 8°. XXIV, 781 S. m. Fig. Leipzig, S. Hirzel. 40,00 M.; geb. 44,00 M.

C. Liebenow, Die atmosphärische Elektrizität, ihre Vertheilung u. wahrscheinlichen Ursachen. gr. 8°. VII, 40 S. Halle, W. Knapp. 2,00 M.

Untersuchungsmethoden, Chemisch-technische. Mit Benutzg. der früheren von Dr. F. Böckmann bearb. Aufl. hrsg. v. Prof. Dr. G. Lunge. 3. (Schluss-) Bd. 4. Aufl. gr. 8°. 1082 u. IV, 55 S. m. 104 Abbildgn. Berlin, J. Springer. 23,00 M.; geb. in Halbldr. 25,00 M.

G. Kapp, Elektrische Wechselströme. Deutsch v. Ingen. H. Kaufmann. 3. Aufl. gr. 8°. V, 92 S. Leipzig, O. Leiner. 2,00 M.; geb. in Leinw. 2,75 M.

[1]) Die Grundlosigkeit dieser Behauptung ist kürzlich von Lummer und Brodhun (*Phil. Mag.* **49.** *S. 541. 1900*) nachgewiesen worden.

Namen- und Sach-Register.

Verlag von Julius Springer in Berlin N. — Druck von Gustav Schade (Otto Francke) in Berlin N.

ZEITSCHRIFT

FÜR

INSTRUMENTENKUNDE.

Organ

für

Mittheilungen aus dem gesammten Gebiete der wissenschaftlichen Technik.

Herausgegeben

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

von

E. Abbe in Jena, **Fr. Arzberger** in Wien, **S. Czapski** in Jena, **W. Foerster** in Berlin, **R. Fuess** in Berlin, **E. Hammer** in Stuttgart, **H. Kronecker** in Bern, **H. Krüss** in Hamburg, **H. Landolt** in Berlin, **V. v. Lang** in Wien, **S. v. Merz** in München, **G. Neumayer** in Hamburg, **A. Raps** in Berlin, **J. A. Repsold** in Hamburg, **A. Rueprecht** in Wien, **A. Westphal** in Berlin.

Redaktion: Prof. Dr. **St. Lindeck** in Charlottenburg-Berlin.

Zwanzigster Jahrgang.

1900.

12. Heft: Dezember.

Inhalt:

Berlin.

Verlag von Julius Springer.

1900.

Hierzu: Beiblatt (Deutsche Mechaniker-Zeitung). — Nr. 23 u. 24.

